
Bachelorarbeit

Herr
Daniel Metzner

**Ultrakurzpuls-Laserbearbei-
tung von Al_2O_3 -Keramik**

Mittweida, 2016

Bachelorarbeit

Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung von Al_2O_3 -Keramik

Autor:

Herr

Daniel Metzner

Studiengang:

Physikalische Technik

Seminargruppe:

PT13wL-B

Erstprüfer:

Herr Prof. Udo Löschner

Zweitprüfer:

Herr Dr. Jörg Schille

Einreichung:

Mittweida, 15.09.2016

Verteidigung/Bewertung:

Mittweida, 2016

Bibliografische Beschreibung:

Metzner, Daniel:

Ultrakurzpuls-Laserbearbeitung von Al_2O_3 -Keramik. - 2016. - Seitenzahl Verzeichnisse: 53, Seitenzahl des Inhalts: 50, Seitenzahl der Anhänge: 25.

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Bachelorarbeit, 2016

Referat:

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen zur Bestimmung der Ablationsschwelle sowie Abtragverhalten von Al_2O_3 -Keramik mit zwei unterschiedlichen Reinheitsgraden durchgeführt. Dafür stand eine Femtosekunden-Laseranlage mit einer emittierenden Wellenlänge im infraroten Bereich zur Verfügung. Es wurden Demonstratoren erstellt, um quantitative als auch qualitative Aspekte unterschiedlicher Bearbeitungsparameter vergleichen zu können.

Inhalt

Inhalt.....	I
Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	VI
Abkürzungsverzeichnis	VII
Kurzfassung	IX
1 Einleitung.....	1
2 Stand der Technik	3
3 Theoretische Vorbetrachtung.....	5
3.1 <i>Einteilung der Werkstoffe anhand des Bändermodells</i>	5
3.2 <i>Laserpulse mit Gaußverteilung.....</i>	6
3.2.1 Energie und Fluenz – Die räumlichen Abhängigkeiten	7
3.2.2 Intensität – Die zeitlichen Abhängigkeiten	8
3.3 <i>Laserinduzierte Ablation</i>	9
3.3.1 Lineare und nichtlineare Absorption	9
3.3.2 Coulomb-Explosion	9
3.3.3 Laserinduzierte Ablationsschwelle.....	10
3.3.4 Inkubation – Ablation mit Pulszügen.....	11
3.4 <i>Theorie zur laserinduzierten Elektronenemission</i>	12
3.4.1 Erfordernis hoher Feldstärken	12
3.4.2 Bewegungsgleichung eines sich im oszillierenden elektromagnetischen Feld befindlichen Elektrons	13
3.4.3 Das ponderomotorische Potential.....	14
3.4.4 Einteilung und Charakterisierung der Ionisationsmechanismen.....	15
4 Versuchsaufbau	19
4.1 <i>Experimenteller Aufbau</i>	19
4.2 <i>Probenmaterial.....</i>	20
4.3 <i>3D-Laserbearbeitung - Modellerstellung.....</i>	21
4.4 <i>Untersuchter Parameterbereich.....</i>	22
4.4.1 Parameterbereich zur Bestimmung der Ablationsschwelle	23
4.4.2 Parameterbereich zur Untersuchung des Abtragverhaltens.....	23
4.5 <i>Verwendete Messinstrumente und Analysemethoden</i>	24

II		Inhalt
4.5.1	Messinstrument Confovis CGF-LV	24
4.5.2	Analysemethode zur Bestimmung der Ablationsschwelle	25
5	Bestimmung der Ablationsschwelle	27
5.1	<i>Kraterdurchmesser</i>	27
5.2	<i>Regimewechsel der Ionisationsmechanismen</i>	29
5.3	<i>Ablationsschwelle</i>	30
5.4	<i>Vergleich der Ablationsschwellen beider Reinheitsgrade</i>	31
6	Keramikstrukturierung	33
6.1	<i>Auswertung Abtragtiefe</i>	33
6.1.1	Al ₂ O ₃ -Keramik 96 % Reinheitsgrad	34
6.1.2	Al ₂ O ₃ -Keramik 99,6 % Reinheitsgrad	36
6.1.3	Weiterführende Betrachtung und Abschätzung der Zielparameter	37
6.2	<i>Untersuchungen zum definierten 3D-Abtragen</i>	38
6.2.1	Maßgenauigkeit	40
6.2.2	Strukturtiefe	45
6.2.3	Oberflächenrauheit	45
6.2.4	Prozesszeit	46
6.2.5	Abschließende Betrachtung	47
7	Zusammenfassung und Ausblick	49
8	Literatur	Fehler! Textmarke nicht definiert.
Anlagen 54		
Anlage 1: Werkstoffeigenschaften		I
Anlage 2: Abtraggrößenaufnahme		II
Anlage 3: Ablationskrater		III
Anlage 4: Ablationsschwellen		XIV
Anlage 5: Strukturtiefe, Rauheit, Prozesszeit		XV
Anlage 6: Maßgenauigkeit REM-Aufnahmen		XVI
Anlage 7: Maßangaben Demonstrator		XXIII
Anlage 8: Maßgenauigkeit Auswertung		XXIV
Selbstständigkeitserklärung		XXVII

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Vereinfachte Darstellung der Bänderstruktur von Festkörpern. Die Größe der Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband definiert die Art des Festkörpers [10].	6
Abbildung 2: Oben: Bestrahlung eines Clusters mit niedriger Strahlungsintensität. Durch die Aufnahme von Photonenenergie wird ein Elektron freigesetzt und ein positiv geladenes Cluster bleibt zurück. Unten: Durch hohe Strahlungsintensität wird viel Photonenenergie aufgenommen, dadurch werden viele Elektronen freigesetzt und es entstehen dadurch mehrere positiv geladene Ionen, die sich gegenseitig abstoßen [14].	10
Abbildung 3: Potentialverlauf bei MPI [1].	15
Abbildung 4: Potentialverlauf bei Feldemission [1].	16
Abbildung 5: Zeigt den Ablauf der Avalange-Ionisation. Durch Photoionisation wird ein Elektron ins Leitungsband gehoben, dort durch Absorption von Photonenenergie beschleunigt und kann durch Stoßprozesse (Stoßionisation) ein weiteres Elektron ins Leitungsband heben [25].	17
Abbildung 6: Schematischer Ablauf der CPA-Technik [1].	19
Abbildung 7: Technische Zeichnung des Demonstrators.	21
Abbildung 8: Inverses 3D Modell mit Blick auf die Rückseite.	22
Abbildung 9: Ablationskrater, 10 ps Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm ² ; Kraterdurchmesser 24,219 µm.	25
Abbildung 10: Ablationskrater, 2 ps Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm ² ; Kraterdurchmesser 30,5 µm.	26
Abbildung 11: Ablationskrater, 200 fs Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm ² ; Kraterdurchmesser 31,245 µm.	26
Abbildung 12: Exemplarische Darstellung der quadrierten Durchmesser zur logarithmierten Fluenz bei einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen bei a) 10 ps, b) 2 ps, c) 200 fs Pulsdauer. Al ₂ O ₃ -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad. Fehlerbalken $\pm\sigma$.	27
Abbildung 13: Exemplarische Darstellung der quadrierten Durchmesser zur logarithmierten Fluenz bei einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen bei a) 10 ps, b) 2 ps, c) 200 fs Pulsdauer. Al ₂ O ₃ -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad. Fehlerbalken $\pm\sigma$.	28
Abbildung 15: Keldysh-Parameter zur Fluenz.	29
Abbildung 14: Keldysh-Parameter zur Intensität.	29

Abbildung 16: Exemplarische Darstellung des Ionisationsprozesswechsels bei 200 fs Pulsdauer und einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen. Fehlerbalken $\pm\sigma$.	30
Abbildung 17: Ablationsschwellen für Al_2O_3 -Keramik: Links 96 % Reinheit Rechts: 99,6 % Reinheit.	31
Abbildung 18: Graphischer Vergleich der Ablationsschwellen der untersuchten Keramiken.	32
Abbildung 19: Vergleich der Abtragtiefen pro Überfahrt zur Fluenz bei einer Gesamtanzahl von 10 Überfahrten.	34
Abbildung 20: Al_2O_3 -Keramik 96 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 10 Überfahrten.	35
Abbildung 21: Al_2O_3 -Keramik 96%; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 20 Überfahrten.	35
Abbildung 22: Al_2O_3 -Keramik 96%; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 100 Überfahrten.	35
Abbildung 23: Al_2O_3 -Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 10 Überfahrten.	36
Abbildung 24: Al_2O_3 -Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 20 Überfahrten.	36
Abbildung 25: Al_2O_3 -Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 100 Überfahrten.	37
Abbildung 26: Al_2O_3 -Keramik-Demonstrator mit 99,6 % Reinheitsgrad; 100 Überfahrten, 10 kHz Pulswiederholrate und 2,3 J/cm ² Fluenz.	39
Abbildung 27: Al_2O_3 -Keramik-Demonstrator mit 96 % Reinheitsgrad; 10 Überfahrten, 300 kHz Pulswiederholrate und 7,6 J/cm ² Fluenz.	39
Abbildung 28: Maßgenauigkeitsmessung bei Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit, 20 Überfahrten, 100 kHz Pulswiederholrate und 5,2 J/cm ² .	40
Abbildung 29: Stege der Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheit, 10 Überfahrten, 10 kHz Pulswiederholrate, 9,0 J/cm ² .	40
Abbildung 30: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad.	41
Abbildung 31: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad.	41
Abbildung 32: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad.	42
Abbildung 33: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad.	42
Abbildung 34: Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad; Vergleich der Stegbreiten zwischen a) 9 J/cm ² und b) 2,4 J/cm ² .	43

Abbildung 35: Schematische Darstellung des Materialabtrags mit unterschiedlich großen wirksamen Strahldurchmessern.	43
Abbildung 36: Pyramide, Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit. Blickwinkel 45° . Links: 10 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $8,5 \text{ J/cm}^2$ Rechts: 100 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $2,3 \text{ J/cm}^2$. 45° Blickwinkel.....	44
Abbildung 37: Stumpfpypyramide, Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit. Links: 10 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $8,5 \text{ J/cm}^2$ Rechts: 100 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $2,3 \text{ J/cm}^2$. Ansicht von oben.	44
Abbildung 38: Ermittelte Oberflächenrauheit zur Fluenz.	45
Abbildung 39: Links: Pulverkorngröße bei 96% Reinheit, Vergrößerung 3000x Rechts: Pulverkorngröße bei 99,6% Reinheit, Vergrößerung 10000x.....	46
Abbildung 40: Dokumentierte Prozesszeit in Abhängigkeit der Fluenz.	47
Abbildung 41: Ermittlung der Bearbeitungsparameter durch Zielvorgaben.	48
Abbildung 42: Werkstoffeigenschaften der verwendeten Keramiken Rubalit 708S-C bzw. 710F-C.	I
Abbildung 43: Exemplarische Darstellung der Abtragtiefenmessung.	II

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Bearbeitungsparameter zur Bestimmung der Abtragtiefe.....	24
Tabelle 2: Berechnete Fluenzen für 100 µm Abtragtiefe bei Al ₂ O ₃ -Keramik mit 96 % Reinheit.	38
Tabelle 3: Berechnete Fluenzen für 100 µm Abtragtiefe bei Al ₂ O ₃ -Keramik 99,6 % Reinheit.	38
Tabelle 4: Ablationsschwellen beider Al ₂ O ₃ -Keramiken.....	A-XIV
Tabelle 5: Ermittelte Kenngrößen für Strukturtiefe, Rauheit und Prozesszeit in Abhängigkeit laserseitiger Parameterwahl für beide Al ₂ O ₃ -Keramiken.....	A-XV
Tabelle 6: Detaillierte Angaben der Maßgenauigkeit bei 96% Reinheit.	A-XXIV
Tabelle 7: Detaillierte Angaben der Maßgenauigkeit bei 99,6% Reinheit.	A-XXV

Abkürzungsverzeichnis

Zeichen	Erklärung	Grundmaßeinheit
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$m \cdot s^{-1}$
c_p	Speziefische Wärmekapazität	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
e	Elektronenladung/Elementarladung	C
E_{kin}	Kinetische Energie	$J \quad \quad eV$
E_B	Bindungsenergie der Elektronen	$J \quad \quad eV$
h	Plank'sches Wirkungsquantum	$J \cdot s \quad \quad eV \cdot s$
H	Fluenz (Energiedichte)	$J \cdot cm^{-2}$
H_0	Spitzenfluenz	$J \cdot cm^{-2}$
H_{th}	Ablationsschwelle	$J \cdot cm^{-2}$
I	Intensität	$W \cdot cm^{-2}$
I_0	Spitzenintensität	$W \cdot cm^{-2}$
m_e	Masse eines Elektrons	kg
N	Pulsanzahl bei Mehrfachbestrahlung	
Q	Pulsenergie	J
U_P	Ponderomotorische Potential	$J \quad \quad eV$
w_0	Strahlradius bei $I_0 \cdot e^{-2}$	m
α	Absorptionskoeffizient	m
λ	Wellenlänge	m
ϵ_0	Permittivität im Vakuum	$A \cdot s \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$
ρ	Materialdichte	$kg \cdot m^{-3}$
ω	Kreisfrequenz	s^{-1}
τ_p	Pulsdauer	s

Kurzfassung

Ziel dieser Bachelorarbeit war, die Laserbearbeitung von Al_2O_3 -Keramik mit unterschiedlichen Reinheitsgraden durch ultrakurze Pulse zu untersuchen. Dafür stand ein Ultrakurzzeitpuls-Lasersystem von Light Conversion mit einer emittierenden Wellenlänge von 1028 nm und Al_2O_3 Keramik mit zwei unterschiedlichen Reinheitsgraden von Ceramtec zur Verfügung. Es wurde die Ablationsschwelle für die Pulsdauern 200 fs, 2 ps und 10 ps bei unterschiedlicher Anzahl an Mehrfachbestrahlung mit einer Pulswiederholrate von 20 kHz bestimmt. Die Ergebnisse zeigten, dass mit steigender Anzahl der Mehrfachbestrahlung die Ablationsschwelle sinkt. Ebenso sinkt die Ablationsschwelle bei kürzerer Pulsdauer.

Anschließend wurde das Abtragverhalten untersucht. Dabei wurden bei einer als effizient befundenen Pulsdauer von 2 ps unter Variation der Pulswiederholrate sowie Fluenz Felder generiert, deren Tiefe mit einem konfokalen Topographiemessgerät vermessen wurden. Aus den Ergebnissen wurden Bestrahlungsparameter berechnet, mit deren Ziel Demonstratoren mit einer Tiefe von 100 μm herzustellen.

Die Auswertung der Demonstratoren ergab, dass zwar oberflächennah die Maßgenauigkeit mit geringerer Fluenz zunimmt, jedoch auch Flankenwinkel der Strukturinnenwände. Ebenso konnte eine Verbesserung der Maßgenauigkeit von 99 % sowie Oberflächenrauheit von 0,369 μm durch eine Verringerung der Pulswiederholrate verzeichnet werden.

1 Einleitung

Um immer anspruchsvollere Technologien realisieren zu können, muss Technik und Wissenschaft vorangetrieben werden. Dadurch steigen auch die Anforderungen an die zu verwendenden Werkstoffe. Entscheidende Anforderungen an zukünftige Werkstoffe für Hochtechnologieanwendungen sind Funktionalität, Qualität, Sicherheit, Lebensdauer, Umweltverträglichkeit, Wiederverwertbarkeit sowie ein adäquates Preis-Leistungsverhältnis. Eine Vielzahl an neuartigen Technologien benötigen Strukturgrößen in den Mikrometer- bis Submikrometerbereich. Durch ihre speziellen Eigenschaften haben sich im Verlauf der letzten Jahrzehnte technische Keramiken in einem großen Spektrum der Technik angesiedelt. Wo Metalle oder Kunststoffe bezüglich mechanischen oder chemischen Verschleiß, Warmfestigkeit und Biokompatibilität versagen liegen die Anwendungsgebiete der technischen Keramik.

Aktuell eingesetzte konventionelle Verfahren zur Bearbeitung von gesinterter Keramik besitzen Einschränkungen bei der Komplexität der Bauteilgeometrie, hohen Werkzeugverschleiß sowie niedrige Bearbeitungsgeschwindigkeiten. Durch die laserinduzierte Bearbeitung von gesinterter Keramik werden diese Einschränkungen minimiert.

In dieser Arbeit soll anhand von Aluminiumoxidkeramik mit zwei Reinheitsgraden laserinduzierte Bearbeitung untersucht werden. Dafür benötigt es vorbetrachtend physikalische Grundlagen über die Wechselwirkung von Laserstrahlung mit einem dielektrischen Werkstoff sowie Kenntnisse über Abtragverhalten bei Variation von Bearbeitungsparametern.

Im ersten Teil der Arbeit wird auf den Stand der Technik eingegangen, indem zur Bearbeitung von Keramik eingesetzte konventionelle Verfahren vorgestellt werden. Im Anschluss daran werden theoretische Vorbetrachtungen in Bezug auf Werkstoffkunde sowie Wechselwirkungseffekte zwischen Laserstrahlung und dielektrischem Werkstoff, Kenngrößen gepulster Laserstrahlung und Ablationsmechanismen eingegangen. Nachfolgend wird der experimentelle Aufbau erläutert. Die Beschreibung von Anlagenkomponenten, Versuchsdurchführung, verwendetes Probenmaterial, die Erzeugung eines 3D-Abtragmodells sowie verwendete Messinstrumente und Analysemethoden sind in diesem Teil zu finden. Die im experimentellen Teil der Arbeit ermittelten Ergebnisse werden im fünften bzw. sechsten Teil der Arbeit aufgezeigt und diskutiert, um abschließend im letzten Teil der Arbeit eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse präsentieren zu können.

2 Stand der Technik

In diesem Kapitel werden konventionelle Verfahren zur Bearbeitung von Keramiken vorgestellt. Da in dieser Arbeit die gebrannte (gesinterte) Keramik mithilfe von Laserstrahlung bearbeitet wird, wird sich auf konventionelle Verfahren beschränkt, die ebenfalls eine Bearbeitung des Endproduktes der Keramikherstellung ermöglichen. Welches Verfahren eingesetzt wird ist von der Strukturtiefe abhängig. Zum einen sind die aus der Mikrosystemtechnik bekannten Verfahren wie das chemische Ätzen (z.B. nasschemisch durch Laugen oder trockenchemisch durch Halogene) und physikalisches Ätzen (z.B. Plasmaätzen). Bei den Verfahren der Mikrosystemtechnik sind aufgrund der begrenzten Selektion zwischen Werkstück und Maske Strukturtiefen bis maximal 500 nm technologische Grenze [2]. Da bei Keramiken nur isotropes (in alle Richtungen gleich) chemisches Ätzen möglich ist, muss mit Unterätzungen der strukturgebenden Maske gerechnet werden. Für tiefere Strukturen werden aktuell mechanische Verfahren eingesetzt. Hierzu zählen Fräsen und Ultraschallschwinglappen [3]. Dabei hat sich beim Fräsen von Keramiken der PKD-Fräser (Polykristalliner Diamant) etabliert. Durch die benötigte Diamantschicht an der Schneide des Fräasers und hohen Drehzahlen ($> 40000 \text{ min}^{-1}$) sind durch Wärmeleitprozesse aktuell Fräsdurchmesser für Massenfertigung unter 2 mm [4–6] und Korrekturarbeiten in der Zahntechnik unter 0,6 mm nicht realisierbar [7]. Zudem ist ein maximaler Vorschub von lediglich 5 m/min Stand der Technik [4–6]. Diese Fräser sind Spezialanfertigungen mit geringer Standzeit. Zudem muss während des Bearbeitungsprozesses mit einem speziellen Schneidöl der Fräser gekühlt werden, um den Diamant nicht zu verbrennen (verbrennt ab ca. 800°C). Beim Ultraschallschwinglappen wird ein Werkstück, worauf gleichmäßig eine Paste oder Flüssigkeit (Läppgemisch) verteilt ist, mithilfe eines formgebenden Gegenstücks (Läppwerkzeug), das Impulse erhält, bearbeitet [8]. Durch die niedrige Risszähigkeit von Aluminiumoxid werden jedoch durch diese Impulse an der Oberfläche des Werkstoffes Risse bis zu einer Länge von 20 μm induziert [9]. Ebenso ist der Verschleiß des Läppwerkzeuges sehr hoch, was zu einer Verringerung der Maßgenauigkeit führt [9].

Zusammenfassend ist zu erkennen, dass mit den Verfahren der Mikrosystemtechnik keine Strukturtiefen größer als 500 nm erstellt werden können, zudem ist die geometrische Bauteilkomplexität begrenzt. Die mechanischen Verfahren bieten die Möglichkeit tieferer Strukturen und komplexerer Bauteilgeometrie, jedoch auf Kosten der Maßgenauigkeit und Oberflächenqualität.

3 Theoretische Vorbetrachtung

In diesem Kapitel werden theoretische Kenntnisse vermittelt, um den empirisch gesammelten Erkenntnissen ein theoretisches Fundament zu hinterlegen. Dabei werden als erstes die Werkstoffe anhand ihrer elektrischen Eigenschaften definiert. Da das zeitliche als auch räumliche Strahlprofil des verwendeten gepulsten Lasersystems ein Gauß-Profil besitzt werden in Kapitel 3.2 anhand mathematischer Modelle die Herleitung der Fluenz und Intensität beschrieben. Die dabei verwendeten mathematischen Modelle beziehen sich auf einen idealen Gauß-Strahl, der in der Praxis jedoch nur annähernd zu erwarten ist. Das nachfolgende Kapitel widmet sich dem Thema laserinduzierte Ablation. Hier werden grundlegende energetische Betrachtungen zu Wechselwirkungen zwischen Isolator und Laserstrahlung, als auch Effekte die durch Mehrfachbestrahlung hervorgerufen werden, beschrieben. Da in dieser Arbeit ein dielektrischer Werkstoff untersucht wird, werden die nötigen Prozesse erklärt um einen laserinduzierten Materialabtrag hervorzurufen. Dazu werden die Grundlagen der laserinduzierten Elektronenemission und die daraus resultierenden Ionisationszustände beschrieben. Abschließend werden unter Einbringung des Keldysh-Parameters Regimewechsel der Ionisationsmechanismen aufgezeigt.

3.1 Einteilung der Werkstoffe anhand des Bändermodells

Festkörper lassen sich durch ihre elektrischen Eigenschaften in drei Gruppen unterteilen, Metalle, Halbleiter und Isolatoren. Die elektrischen Eigenschaften definieren dabei die Fähigkeit, elektrischen Strom zu leiten. Hierfür ist die Lage der Energiebänder im Festkörper entscheidend. Das Entstehen der Energiebänder kann mit dem Bändermodell durch Energieniveaus der Elektronen in den einzelnen Atomen beschrieben werden. Sobald sich zwei gleiche Atome auf einen bestimmten Abstand nähern, sodass sich ihre Elektronenwolken überlappen, spalten sich unter der Einhaltung des Pauliprinzips¹ die Energieniveaus in zwei dicht beieinanderliegende Unterniveaus auf. Da in einem Festkörper sehr viel Atome auf sehr begrenzten Raum vorhanden sind und dadurch eine große Anzahl an Energieniveaus

¹ Das Pauliprinzip besagt, dass in einem Atom keine zwei Elektronen mit allen vier Quantenzahlen, Schale des Elektrons (Hauptquantenzahl), Unterschale (Nebenquantenzahl), Spin der Elektronen (Spinquantenzahl), magnetische Quantenzahl, übereinstimmen dürfen.

eine entsprechend große Anzahl an Unterniveaus bereitstellen, wird folglich von einem kontinuierlichen Energieband gesprochen [10].

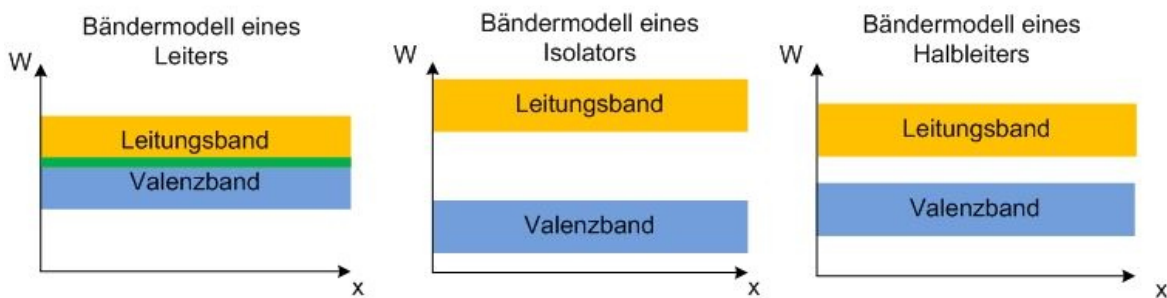


Abbildung 1: Vereinfachte Darstellung der Bänderstruktur von Festkörpern. Die Größe der Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband definiert die Art des Festkörpers [11].

Ebenso wie die Energieniveaus von den einzelnen Atomen, können auch die Energiebänder teilweise gefüllt, komplett gefüllt oder auch leer sein. Es wird unterschieden zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Das Valenzband beschreibt das höchste vollständig gefüllte Energieband und als Leitungsband das darüber liegende teilweise gefüllte oder leere Band. Bei Metallen befinden sich bei Raumtemperatur immer Elektronen im Leitungsband, d.h. es stehen immer Ladungsträger bereit. Bei Halbleitern existiert bei Raumtemperatur eine Energiebandlücke ($< 3 \text{ eV}$) zwischen Leitungs- und Valenzband, die aber von Elektronen durch Wärmezufuhr oder lineare Absorption von elektromagnetischer Strahlung im sichtbaren Bereich überwunden werden kann, sodass Elektronen ins Leitungsband angeregt werden können. Isolatoren hingegen haben eine sehr große Energiebandlücke ($> 3 \text{ eV}$) wodurch eine lineare Anregung durch elektromagnetische Strahlung im sichtbaren Bereich (ca. $1,8 \text{ eV} - 3,1 \text{ eV}$) nicht mehr ausreicht um Elektronen ins Leitungsband zu transferieren [10].

3.2 Laserpulse mit Gaußverteilung

Die durch Laserstrahlung ausgelöste Wechselwirkung mit Materie kann durch die pro Volumenelement eingetragene Energie beschrieben werden. Dafür sind die Fluenz H (Energie pro Fläche) und die Intensität I (Leistung pro Fläche) charakteristische Größen. Beide Größen sind nicht direkt messbar, sondern werden aus dem räumlichen Strahlprofil, zeitlichen Intensitätsverlauf und aus der optischen Energie des Laserstrahls bestimmt. Bei einem gepulsten Lasersystem lassen sich zwischen Fluenz H , Intensität I sowie Pulsenergie Q folgende Zusammenhänge darstellen [12]:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(x, y) dx dy, \quad (3.1)$$

$$H(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y, t) dt. \quad (3.2).$$

Dabei spannen die Variablen x und y senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z ein orthogonales Koordinatensystem auf. Die Variable t charakterisiert die Zeit.

3.2.1 Energie und Fluenz – Die räumlichen Abhängigkeiten

Wenn die Koordinatenachsen der Variablen x und y entlang der Achsen eines elliptischen Strahlprofils gelegt werden, kann die räumliche Verteilung der Fluenz wie folgt beschrieben werden [12]:

$$H(x, y) = H_0 \cdot \exp\left(-2\frac{x^2}{x_0^2}\right) \cdot \exp\left(-2\frac{y^2}{y_0^2}\right) \quad (3.3).$$

Hierbei stellt H_0 die Spitzenfluenz (maximale Fluenz) dar. Die Breiten der Gauß'schen Funktion in Richtung der Ellipsenachsen werden durch die Parameter x_0 und y_0 beschrieben. In diesem Fall kann die Pulsenergie nach Gleichung (3.1) wie folgt beschrieben werden:

$$Q = 4 \cdot H_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\frac{x^2}{x_0^2}\right) dx \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2\frac{y^2}{y_0^2}\right) dy \quad (3.4).$$

An dieser Stelle kann der Lösungsansatz nach [13] verwendet werden:

$$\int_0^{\infty} \exp(y^2 \cdot x^2) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2y} \quad (\text{bei } y > 0) \quad (3.5).$$

Bei einem Gauß-förmigen Strahlprofil ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen Pulsenergie und Spitzenfluenz:

$$H_0 = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot x_0 \cdot y_0} \quad (3.6).$$

Das in dieser Arbeit verwendete Strahlprofil ist ein radialsymmetrischer Gauß'scher Strahl, wodurch sich Gleichung (3.3) und die räumliche Fluenzverteilung in Zylinderkoordinaten mit

$$H(r) = H_0 \cdot \exp\left(-2 \frac{r^2}{w_0^2}\right) \quad (3.7)$$

beschreiben lässt. Den Abstand von der optischen Achse gibt der Parameter r an. Aus der Beziehung:

$$H(w_0) = H_0 \cdot \exp(-2) \quad (3.8)$$

ist der Strahlradius an genau der Stelle definiert ist, wo die Spitzenfluenz auf $1/e^2$ abgefallen ist [12]. Durch die radialsymmetrischen Eigenschaften des Strahlprofils ergibt sich aus Gleichung (3.6):

$$H_0 = \frac{2 \cdot Q}{\pi \cdot w_0^2} \quad (3.9).$$

3.2.2 Intensität – Die zeitlichen Abhängigkeiten

Bei einem Gauß'förmigen Laserpuls lässt sich die zeitliche Verteilung der Intensität durch

$$I(t) = I_0 \cdot \exp\left(-\ln(16) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{\tau_p}\right) \quad (3.10)$$

darstellen [12], wobei I_0 die Spitzenintensität darstellt. Die Pulsdauer τ_p ist über die Halbwertsbreite, auch FWHM (full width half maximum) genannt, mit

$$I\left(\frac{\tau_p}{2}\right) = \frac{I_0}{2} \quad (3.11)$$

definiert [12]. Durch Einsetzen von Gleichung (3.10) in Gleichung (3.2) ergibt sich:

$$H_0 = I_0 \int_0^\infty \exp\left(-\ln(16) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{\tau_p}\right) dt \quad (3.12).$$

Mit dem gleichen Lösungsansatz von Gleichung (3.5) folgt:

$$I_0 = \frac{H_0}{\tau_p} \quad (3.13).$$

Gleichung (3.13) stellt die Abhängigkeit der Spitzenintensität von der Spitzenfluenz dar.

3.3 Laserinduzierte Ablation

Die laserinduzierte Ablation beschreibt den Materialabtrag durch eine Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Material. Dazu muss Photonenenergie vom Material absorbiert werden. Hierbei wird die Energie durch Wechselwirkung zwischen Elektronen und Photonen an das Gitter abgegeben, wodurch bei genügend hoher deponierter Energie ein Materialabtrag eingeleitet.

3.3.1 Lineare und nichtlineare Absorption

Lineare und nichtlineare Absorption unterscheiden sich in der Anzahl der absorbierten Photonen. Diese Photonenanzahl wird folgend mit k beschrieben. Mit dem Lambert-Beer'schen Gesetz wird die durch Absorption verändernde Intensität in z -Richtung durch das Passieren eines homogen absorbierenden Mediums beschrieben [14]:

$$\frac{dI}{dz} = - \sum_k \alpha_k \cdot I^k$$

Bei linearer Absorption, d.h. der Absorption eines Photons (erste Ordnung $k=1$) wie folgt:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha \cdot I \quad \Rightarrow \quad I(z) = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot z) \quad (3.14).$$

Dabei ist α der materialspezifisch und wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient und I_0 die auf das Material eingestrahlte Intensität. Im Falle der nichtlinearen Absorption (Absorption mehrerer Photonen $k>1$) beträgt die Intensitätsverteilung im Medium [14]:

$$I(z) = \left[(k-1) \cdot \alpha_k \cdot z + I_0^{1-k} \right]^{\frac{1}{1-k}} \quad (3.15).$$

3.3.2 Coulomb-Explosion

Die Coulomb-Explosion ist bei der laserinduzierten Bearbeitung von Keramik der dominierende Abtragmechanismus und wird in [15] beschrieben. Wenn ein Material mit sehr hoher Strahlungsintensität bestrahlt wird, werden energiereiche Photonen absorbiert. Durch die hohe Bestrahlung werden ständig neue Photonen absorbiert und die Elektronen erreichen dadurch stark angeregte Energiezustände. In den seltensten Fällen reicht die kinetische Energie der Elektronen jedoch aus, das Cluster (Einzelteilchen, die gemeinsam jedoch als Ganzes betrachtet werden) vollständig zu verlassen. Dadurch entsteht in sehr kurzer Zeit (wenige Femtosekunden) ein Nanoplasma, d.h. ein positiv geladenes Cluster wird von einer

negativ geladenen, sehr energiereichen, Elektronenwolke umhüllt. Diese Elektronen halten sich in einem bestimmten Abstand zum Cluster auf und werden von der positiven Ladung dessen gehalten. Sobald weiter Photonenenergie absorbiert wird wandern neue freie Elektronen in diese Wolke und es können mehrfach positiv geladene Ionen entstehen. Diese Ionen stoßen sich nun gegenseitig ab. Dabei sind die wirkenden Kräfte zwischen zwei Ladungen (Coulomb-Kraft) so groß, dass der Cluster „explodiert“ [15]. Der Ablauf dieses Mechanismus ist in Abbildung 2 dargestellt.

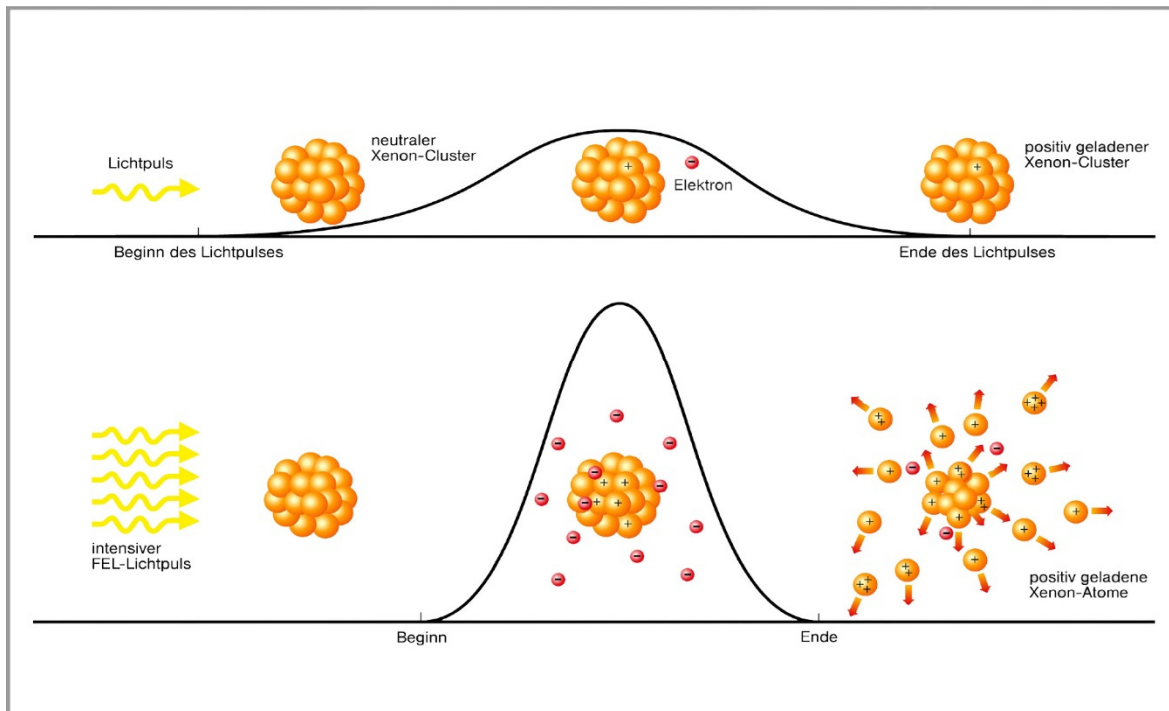


Abbildung 2: Oben: Bestrahlung eines Clusters mit niedriger Strahlungsintensität. Durch die Aufnahme von Photonenenergie wird ein Elektron freigesetzt und ein positiv geladener Cluster bleibt zurück. Unten: Durch hohe Strahlungsintensität wird viel Photonenenergie aufgenommen, dadurch werden viele Elektronen freigesetzt und es entstehen dadurch mehrere positiv geladene Ionen, die sich gegenseitig abstoßen [15].

3.3.3 Laserinduzierte Ablationsschwelle

Die laserinduzierte Ablationsschwelle kann auch als laserinduzierte Zerstörung bezeichnet werden. In dieser Arbeit wird dabei die Zerstörung als Materialabtrag (Ablation) definiert. Hierbei kann die Schwelle bei der die Fluenz groß genug ist um Materialabtrag einzuleiten als Ablationsschwelle H_{th} beschrieben werden. Ausgehend von einer linearen Absorption ($k=1$) kann die Ablationsschwelle wie folgt definiert werden [16]:

$$H_{th} = \frac{\rho \cdot c_p}{\alpha} \cdot \Delta T_m \quad (3.16).$$

Demnach wird die Ablationsschwelle signifikant von materialspezifischen Eigenschaften bestimmt (ΔT_m ist die Differenz zwischen Schmelztemperatur und Verdampfungstemperatur des Werkstoffes, ρ die Materialdichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und α der Absorptionskoeffizient). Bei nichtlinearer Absorption ändert sich jedoch durch die Ionisation der Werkstoffatome Gleichung (3.16) mit k -ter Ordnung (Anzahl der absorbierten Photonen), weshalb eine genaue Berechnung der Ablationsschwelle ein sehr komplexes mathematisches Modell darstellt. Deshalb wird in Kapitel 4.5.2 eine Auswertungsmethode zur experimentellen Bestimmung der Ablationsschwelle vorgestellt und in dieser Arbeit genutzt.

3.3.4 Inkubation – Ablation mit Pulszügen

Sobald ein Material lokal mit mehreren Pulsen bestrahlt wird, kann ein Materialabtrag bereits unterhalb der in Gleichung (3.16) vorgestellten Ablationsschwelle stattfinden. Die unterschwelligen Pulse verursachen eine Änderung der materialspezifischen Eigenschaften. Da unter anderem Materialeigenschaften die Ablationsschwelle bestimmen, ändert sich schlussfolgernd die Ablationsschwelle [17]. Folglich muss bei der Angabe einer Ablationsschwelle auch die Anzahl der lokal eingestrahlten Pulse angegeben werden. Der Verringerung der Ablationsschwelle liegen mikroskopisch kleine Zerstörungen der Materialoberfläche, thermische Verspannungen sowie die Akkumulation von Wärme zugrunde. In Dielektrika kommt als zusätzlicher Effekt noch die Bildung von Defektstellen, wodurch sich die Größe der Bandlücke ändern kann. Die Ablationsschwelle H_{th} in Abhängigkeit der Pulsanzahl N kann durch ein Potenzgesetz beschrieben werden [17]:

$$H_{th}(N) = H_{th}(N = 1) \cdot N^{S-1} \quad (3.17).$$

Dabei ist S der sogenannte Inkubationsfaktor, der die Auswirkung des Inkubationseffektes auf die Ablationsschwelle beschreibt. Je kleiner der Inkubationsfaktor, desto stärker die Wirkung des Inkubationseffektes. Es wurde in einer Vielzahl an Untersuchungen nachgewiesen, dass dieses Modell für Metalle als auch für Keramik angewendet werden kann [18].

3.4 Theorie zur laserinduzierten Elektronenemission

Im diesem Kapitel werden grundlegende laserinduzierte Prozesse beschrieben, die nötig sind, um bei einem Isolator-Werkstoff einen Materialabtrag einleiten zu können. Zudem werden in Abhängigkeit der Intensität dominierende Ionisationsmechanismen vorgestellt.

3.4.1 Erfordernis hoher Feldstärken

Durch die Einwirkung von Laserstrahlung mit sehr hohen Intensitäten kann Materie ionisiert werden. Ein Zusammenhang zwischen der Intensität I der Laserstrahlung und einem elektromagnetischen Feld \vec{E}_0 kann wie folgt beschrieben werden [12]:

$$I = \frac{1}{2} \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}_0^2 \quad (3.18).$$

Dabei stellt c die Lichtgeschwindigkeit, und ϵ_0 die Permittivität im Vakuum dar. Die Ionisationsrate ist jedoch nicht nur von der eingestrahlten Intensität, sondern auch von der Größe des zu ionisierenden Atoms abhängig. Je größer ein Atom, desto kleiner ist die benötigte Energie, um ein Elektron aus dem dort befindlichen Orbital zu lösen [19]. Demnach kann keine allgemeine Festlegung getroffen werden, bei welcher Intensität ein bestimmter Ionisationsprozess stattfindet.

Wie diese hohen Intensitäten erreicht werden können, wurde bereits in Kapitel 3.2.2 erläutert. Sobald Atome mit einem elektrischen Feld wechselwirken, die der Größenordnung des elektrischen Feldes im Atom entspricht (hervorgerufen durch das Coulombpotential), können sich Elektronen aus dem Atom lösen. Zusätzlich sollte das elektrische Feld stark genug sein, die gelösten Elektronen zu beschleunigen. Welche einzelnen physikalischen Effekte zur Ionisation der Materie führen, ist abhängig von der vorherrschenden Intensität der Laserstrahlung. Die Photoionisation ist einer dieser Effekte, der auch ohne sehr starke elektrische Felder hervorgerufen werden kann. Dieser Effekt tritt bereits auf, wenn die Photonenenergie $E = h \cdot \nu$ größer als die Bindungsenergie der Elektronen E_B ist. Somit ist die maximale kinetische Energie E_{kin} der Photoelektronen nicht abhängig von der elektrischen Feldstärke und wird wie folgt durch einen von Einstein entwickelten Quantenformalismus beschrieben [20, 21]:

$$E_{kin} = h \cdot \nu - E_B \quad (3.19).$$

Nach diesem Modell absorbiert das Atom genau ein Photon. Im Falle der Multiphotonenionisation (MPI) wird jedoch eine Anzahl n an Photonen von einem Elektron absorbiert.

Wird durch die MPI mehr Photonenenergie absorbiert, als für die Überwindung des Ionisationspotentials benötigt, wird von einem „above threshold ionisation“ Prozess gesprochen [22]. Die Effekte, die durch diesen Prozess entstehen, lassen sich mit dem Modell von Gleichung (3.19) nicht mehr erklären. An dieser Stelle wird das ponderomotorische Potential eingeführt, dass in Kapitel 3.4.3 näher erläutert wird. In diesem wird, hervorgerufen durch ein oszillierendes elektrisches Feld, zusätzlich zur kinetischen Energie noch eine Schwingungsenergie beschrieben. Anhand der Einwirkung des oszillierenden elektrischen Feldes wird das Elektron in eine Schwingbewegung versetzt, wodurch es Energie aus dem elektrischen Feld aufnimmt. Entsprechend dieser Modellvorstellung wird die Anzahl n an absorbierten Photonen und das ponderomotorische Potential U_P ergänzt [19]:

$$E_{kin} = n \cdot h \cdot \nu - E_B - U_P \quad (3.20).$$

3.4.2 Bewegungsgleichung eines sich im oszillierenden elektromagnetischen Feld befindlichen Elektrons

Die magnetische Feldstärke \vec{B} bzw. elektrische Feldstärke \vec{E} können über ihre Potentiale \vec{A} und ϕ beschrieben werden [19]:

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \frac{\delta\vec{A}(\vec{r}, t)}{\delta t} \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3.21).$$

Mithilfe der Hamiltonfunktion kann die Bewegung eines freien Elektrons mit dem kanonischen Impuls \vec{p} (generalisierter Impuls, der einer verallgemeinerten Koordinate zugeordnet ist) beschrieben werden. Die Hamiltonfunktion ist eine Transformation der Lagrange-Bewegungsgleichung, bei der es keine zeitabhängigen Zwangsbedingungen gibt. Dabei korrespondieren Impulse sowie Orte von Teilchen. Sobald ein elektromagnetisches Feld vorhanden ist, berechnet sich der Gesamtimpuls $\vec{\pi}$ wie folgt [19]:

$$\vec{\pi} = \vec{p} - e \cdot \vec{A} \quad (3.22).$$

Eingesetzt in die Hamiltonfunktion:

$$\langle H \rangle = \frac{\vec{\pi}^2}{2 \cdot m_e}$$

$$\langle H \rangle = \frac{(\vec{p} - e \cdot \vec{A})^2}{2 \cdot m_e}$$

$$\langle H \rangle = \frac{\vec{p}^2}{2 \cdot m_e} - 2 \cdot \frac{\vec{p} \cdot e \cdot \vec{A}}{2 \cdot m_e} + \frac{e^2 \cdot \vec{A}^2}{2 \cdot m_e} \quad (3.23).$$

Die Elektronenladung wird als e und die Masse eines Elektrons als m_e definiert. Gleichung (3.23) besitzt drei Terme. Der erste charakterisiert die kinetische Energie des Elektrons, der zweite die Wechselwirkung des sich zeitlich verändernden Potential \vec{A} und der dritte Term die durch Oszillationsbewegung hervorgerufene Energie. Dieser dritte Term bedarf einer genaueren Erklärung. Ausgehend von einer vollständigen Periode der Oszillation (keine zeitliche Veränderung des Potentials \vec{A} , somit entfällt der zweite Term) im Feld ergibt sich:

$$\langle H \rangle = \frac{\vec{p}^2}{2 \cdot m_e} + \frac{e^2 \cdot \vec{A}^2}{2 \cdot m_e} \quad (3.24).$$

Der Erwartungswert von Gleichung (3.24) wird in Kapitel 3.4.3 weiter erörtert.

3.4.3 Das ponderomotorische Potential

Gleichung (3.2.4) beschreibt die aus der Driftbewegung des Elektrons entstehende kinetische Energie $\frac{p^2}{2 \cdot m_e}$ und der durch die im elektromagnetischen Feld gemittelten Energie, hervorgerufen durch die Oszillationsbewegung. Diese zeitlich gemittelte Energie ist auch bekannt als das ponderomotorische Potential U_P [19]:

$$U_P = \frac{e^2 \cdot \vec{A}^2}{2 \cdot m_e} \quad (3.25).$$

Mithilfe des Zusammenhangs $\vec{A}^2 = \vec{E}_0^2 / 2\omega^2$ folgt [23]:

$$U_P = \frac{e^2 \cdot \vec{E}_0^2}{4 \cdot m_e \cdot \omega^2} \quad (3.26).$$

Durch einsetzen von Gleichung (3.18) in Gleichung (3.26) und der bekannten Abhängigkeit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot c / \lambda$ ergibt sich [24]:

$$U_P [eV] = \frac{e^2 \cdot I \cdot \lambda^2}{8 \cdot m_e \cdot c^3 \cdot \epsilon_0 \pi^2} = 9,34 \cdot 10^{-20} \cdot I \left[\frac{W}{cm^2} \right] \cdot (\lambda [nm])^2 \quad (3.27).$$

Demnach ist das ponderomotorische Potential von der Intensität I und der Wellenlänge λ abhängig. Diese ponderomotorische Energie muss bei der Ionisation eines Atoms zusätzlich erbracht werden um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband zu transferieren (siehe Gleichung (3.20)).

3.4.4 Einteilung und Charakterisierung der Ionisationsmechanismen

In [25] wird ein allgemeines Modell der Ionisation mithilfe der MPI und Feldemission, dass von L.V.Keldysh entwickelt wurde, vorgestellt. Nach diesem Modell sind die Feldstärke \vec{E} (als vektorieller Betrag E), die Kreisfrequenz ω und die Bindungsenergie E_B (gleich der Bandlücke) signifikante Parameter einer Ionisation. Dabei werden zwei Ionisationsprozesse unterschieden. Den adiabatisch und nicht-adiabatischen Prozess. Ein adiabatisches System ist seinem Umfeld gegenüber thermisch isoliert (Kein Energieaustausch mit der Umgebung), d.h. es kommt zu einer Änderung des thermodynamischen Zustandes in Bezug auf Druck, Temperatur und Dichte. Welcher der beiden Prozesse stattfindet ist abhängig von der Intensität der eingestrahlten Laserstrahlung. Um beide Prozesse unterscheiden zu können, hat Keldysh den adiabatischen Parameter γ , auch Keldysh-Parameter genannt, eingeführt [21, 25]:

$$\gamma = \omega \cdot \frac{\sqrt{2 \cdot E_B}}{E} = \sqrt{\frac{E_B}{2 \cdot U_p}} \quad (3.28).$$

Die Bindungsenergie E_B wird in diesem Fall auch als die Bandlücke angesehen, die von den Elektronen überwunden werden muss um ins Leitungsband transferieren zu können. Der Term $\frac{\sqrt{2 \cdot E_B}}{E}$ beschreibt die Tunnelzeit des Elektrons durch die Potentialbarriere [25]. Im Fall, dass $\gamma \gg 1$ ist, handelt es sich um einen nicht-adiabatischen Prozess (Multiphotonen-Ionisation MPI). Ist $\gamma \ll 1$ handelt es sich um einen adiabatischen Prozess (Feldemission).

- **Multiphotonen-Ionisation (MPI)**

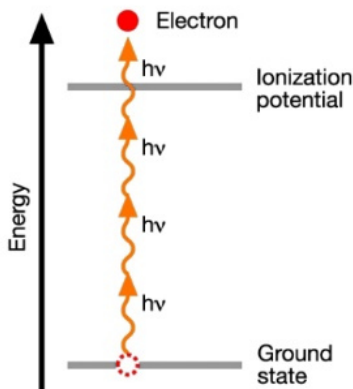


Abbildung 3: Potentialverlauf bei MPI [1].

Im Fall, dass die Photonenenergie kleiner als die des Ionisationspotentials ist, kann durch die Absorption mehrerer Photonen (siehe Gleichung (3.20)) der Ionisationsprozess eingeleitet werden. Wie in Abbildung 3 graphisch dargestellt, wird das Elektron durch die absorbierte Energie des Photons in einen „virtuellen“ Zwischenzustand gehoben. Innerhalb der Lebensdauer dieses Zwischenzustandes muss ein weiteres Photon absorbiert werden, um in einen höheren Zwischenzustand wechseln zu können. Die genannte Lebensdauer ist definiert durch [21]:

$$\tau_v \approx \frac{h}{\Delta E} \quad (3.29),$$

wobei ΔE die Energiedifferenz zum nächsten realen Energiezustand und h das Plank'sche Wirkungsquantum darstellt.

Dieser Prozess muss sich solange wiederholen, bis das Ionisationspotential überwunden wurde. Um den Prozess aufrecht zu halten werden jedoch hohe Intensitäten bzw. Energiedichten benötigt, da die Lebensdauer der Zwischenzustände klein ist.

- **Feldemission**

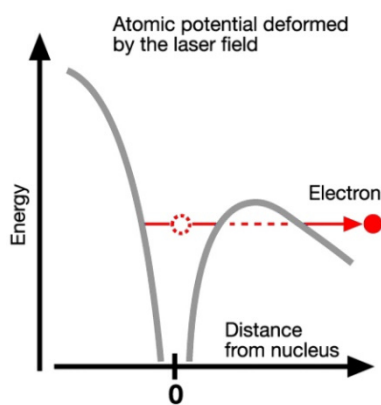


Abbildung 4: Potentialverlauf bei Feldemission [1].

Eine adiabatische Ionisation liegt vor, wenn $\gamma \ll 1$ ist. Beim Vergleich zwischen Tunnelzeit des Elektrons durch die Potentialbarriere und der Frequenz der Laserstrahlung kann festgestellt werden, dass die Tunnelzeit viel kleiner als die Frequenz des Laserstrahls ist. Im Intensitätsbereich der MPI wird dieses Problem durch die genannten Zwischenzustände gelöst. Bei der adiabatischen Ionisation sind die Intensitäten jedoch so groß, dass sich die Potentialbarriere verformt, sie wird kleiner. Demnach wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron die Potentialbarriere durchtunneln kann, größer. Deshalb wird bei der Feldemission auch von einer Tunnelionisation gesprochen [21].

- **Avalanche-Ionisation**

Neben der MPI und Feldemission zählt ebenso die Avalanche-Ionisation zu den nichtlinearen Ionisationsprozessen. Der Unterschied zu MPI und Feldemission ist jedoch, dass die Avalanche-Ionisation bereits freie Elektronen im Leitungsband benötigt. Demzufolge ist die Avalanche-Ionisation ein Prozess, der erst nach der MPI oder Feldemission auftreten kann (ausgehend von einem idealen Kristall, durch Defekte und Verunreinigungen im realen Kristall ist diese Aussage nichtzutreffend). In Kapitel 3.4.1 wurde beschrieben, dass die optische Energie, die ein Elektron durch Absorption von Photonenenergie aufnimmt, in kinetische Energie umwandelt und demzufolge das Elektron beschleunigt wird. Sobald ein Elektron genügend hohe kinetische Energie besitzt, kann es durch Stoßprozesse (auch Stoßionisation genannt) einen Teil dieser Energie an ein anderes Elektron aus dem Valenzband abgeben, wodurch das Elektron die Potentialbarriere überwinden kann. Diese beiden freien Elektronen können nun wiederum für weitere Elektronen kinetischer Energie bereitstellen und so weitere Elektronen ins Leitungsband transferieren. Dabei steigt die Anzahl der Elektronen sehr schnell an, weshalb von einem Lawinenprozess (Avalanche) gesprochen wird [26].

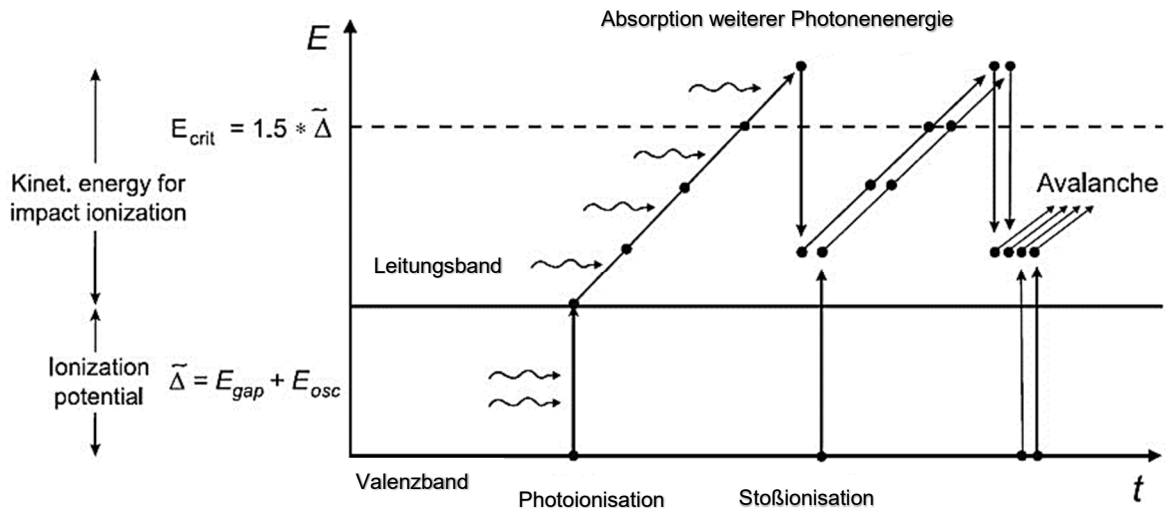


Abbildung 5: Zeigt den Ablauf der Avalanche-Ionisation. Durch Photoionisation wird ein Elektron ins Leitungsband gehoben, dort durch Absorption von Photonenenergie beschleunigt und kann durch Stoßprozesse (Stoßionisation) ein weiteres Elektron ins Leitungsband heben [26].

- **Thermische Ionisation**

Neben den bisher genannten nichtthermischen Ionisationszuständen können auch thermische Effekte zu einer Elektronenemission führen. Um diese Effekte adäquat verstehen zu können, muss die Dynamik der sich im Festkörper befindlichen Elektronen unter Einwirkung eines Laserstrahlpulses betrachtet werden. Bevor es zu einer Interaktion zwischen Laserpuls und Material kommt, kann die Energieverteilung der Elektronen durch die Fermi-Dirac-Verteilung beschrieben werden. Sobald der Laserpuls auf die Materialoberfläche auftrifft und es zu einer Absorption von Laserstrahlung kommt, werden Elektronen unterhalb der Fermi-Energie angeregt und um den Betrag in Höhe der Photonenenergie verschoben, wodurch sich die Verteilungsfunktion verändert. Es entsteht ein Nicht-Gleichgewichtszustand [27].

Direkt nach der Absorption von Photonenenergie und des dadurch entstehenden Nicht-Gleichgewichtes im Subsystem der Elektronen läuft ein Thermalisierungsprozess ab. Als erstes kommt es zu einem ballistischen Transport, d.h. aufgrund des großen Temperaturunterschiedes zwischen Gitter und Elektronensubsystem implizierten Diffusionsprozesses wandern die „heißen“ Elektronen in das Materialvolumen. Gleichzeitig kommt es während dieser Elektronenbewegung zu Stoßprozessen mit nichtangeregten Elektronen, wodurch es zu einer Verteilung der Energie kommt. Ist die relativ schnell ablaufende Elektron-Elektron-Wechselwirkung abgeschlossen, kommt es zur Abkühlung des Elektronensystems durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung. Die Wärme wird an das Gitter abgegeben. Dieser Abkühlungsprozess bzw. die Zeit bis zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes liegt im Pikosekundenbereich [27].

Bei Isolatoren ist zu beachten, dass während des Thermalisierungsprozesses aufgrund der niedrigen Wärmekapazität der Elektronen sehr hohe Temperaturen entstehen und dadurch die Möglichkeit besteht, dass Elektronen aus dem Festkörper emittiert werden können. Hierzu muss die thermische Energie der angeregten Elektronen oberhalb des Ionisationspotentials liegen.

4 Versuchsaufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau und die Versuchsdurchführung beschrieben. Dazu wird als erstes auf die verwendete Laserstrahlquelle und weitere Anlagenkomponenten eingegangen. Nach der Materialbeschreibung folgt eine Erklärung der zum 3D Laserabtragen genutzten 3D-Modellherstellung inklusiver der Modellformatierung von einem CAD-Modell zu einem Laserprogramm. Nachfolgend werden Bearbeitungsparameter für die Bestimmung der Ablationsschwelle und für die Bestimmung der Ablationstiefe pro Überfahrt festgelegt. Ebenso werden in diesem Kapitel die für eine qualitative als auch quantitative Auswertung benötigten Messinstrumente und Auswertungsmethoden beschrieben.

4.1 Experimenteller Aufbau

Für die Durchführung der Versuche in dieser Arbeit wurde eine Laserstrahlquelle der Firma Light Conversion genutzt. Der Pharos15 ist ein Femtosekunden-Lasersystem, der mittels CPA-Technik (chirped pulse amplification) in der Lage ist, hochenergetische Ultrakurzpulse zu erzeugen [28].

Die CPA-Technik nutzt das breite Wellenband eines sehr kurzen Startpulses (Seed-Puls) um diesen an einem Beugungsgitter dispergieren zu lassen, wodurch es zu einer Impulsverlängerung kommt (Stretcher). Nun kann der Puls durch ein Verstärkermedium geleitet werden, ohne das zu zerstören. Der verstärkte Puls wird nun wieder durch ein zweites Beugungsgitter komprimiert (Kompressor) [12].

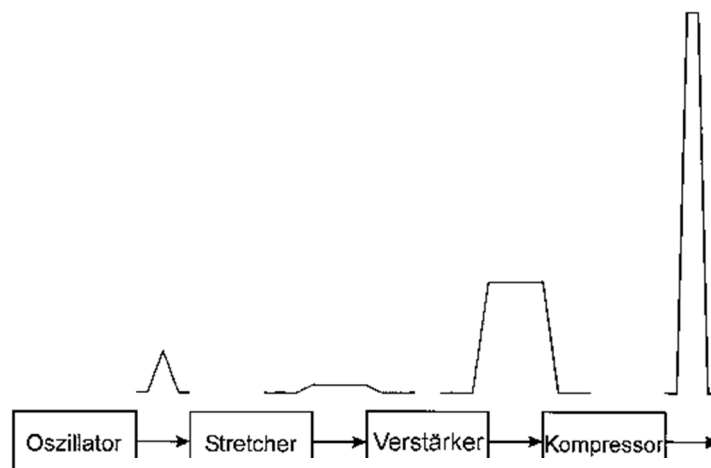


Abbildung 6: Schematischer Ablauf der CPA-Technik [1].

Der Pharos15 besitzt eine mittlere Laserleistung von maximal 15 W, kann Pulsdauern von 200 fs bis 10 ps und Pulswiederholraten bis zu 1 MHz realisieren. Das direkt durch Diodenstrahlung gepumpte aktive Medium, Yb:KGW (Ytterbium dotierte Kalzium Gadolinium Wolframat), emittiert einen Laserstrahl mit einer Wellenlänge von $1028 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$. Ein elektrooptischer Pulspicker ermöglicht die Selektion einer definierten Anzahl an Pulsen [28]. Somit kann eine feste „interne“ Pulswiederholrate eingestellt und eine ganzzahlig geteilt zur „internen“ Pulswiederholrate, „externe“ Pulswiederholrate generiert werden ohne eine Änderung der Pulsenergie hervorzurufen. Der emittierte Laserstrahl durchläuft einen Strahlaufweiter von Jenoptik (JENar™ Beam Expander 1x – 4x) und wird mittels dielektrischer Spiegel (optimiert auf einen Einfallswinkel von 45°) zum Scannersystem intelliSCAN von Scanlab geführt. Der Galvometerscanner besitzt eine 30 mm Apertur (Blendenöffnung) und Siliziumcarbitspiegel als 2-Achsen-System. Die Ansteuerung des Scanners erfolgt durch eine Scanlab RTC5 Karte. Fokussiert wird der Laserstrahl mit einem telezentrischen F-Theta-Ronar Objektiv von Linos, das eine effektive sowie nominale Brennweite von 167 mm besitzt [29]. Durch das gewählte Setup von Strahlaufweiter, Scanner und Objektiv entsteht ein maximales Scanfeld von $81 \text{ mm} \times 81 \text{ mm}$ und ein Laserstrahlradius $w_{86} = 15,1 \text{ } \mu\text{m}$, der mithilfe eines Strahlkaustikanalysesystems (Primes MSM) vermessen wurde.

4.2 Probenmaterial

Technische Keramik ist ein Sammelbegriff für Keramik auf karbidischer, boridischer, nitridischer sowie oxidischer Basis und wird dadurch von der traditionellen Keramik auf Tonbasis differenziert.

In dieser Arbeit wird eine aus Al_2O_3 bestehende Oxidkeramik verwendet und untersucht. Von Al_2O_3 gibt es mehrere Modifikationen, doch nur α - Al_2O_3 (auch als Korund bezeichnet) gilt als thermisch stabil [30]. Korund besteht aus hexagonalen Kristallen, die in der Natur vorkommen aber auch technisch hergestellt werden können. Hierbei dient Bauxit (Bestandteile: Fe_2O_3 , Al_2O_3 , SiO_2 , TiO_2) als Ausgangsmaterial, das mittels des Bayer-Prozesses mit heißer Natronlauge reagiert, wodurch das Aluminium in Lösung geht und unlösliche Silikate gebildet werden. Die Silikate werden aus der Lösung gefiltert, die gefilterte Lösung abgekühlt und ein $\text{Al}(\text{OH})_3$ Partikel als Kristallisationskeim beigemischt. Das durch den Bayer-Prozess gewonnene Al_2O_3 besitzt eine Reinheit von bis zu 99 %, wobei die enthaltenen Verunreinigungen Bestandteile aus dem Bauxit (Fe, Si, K, Ga, Li) und Natron sind [31]. Die danach folgende Herstellung der Keramik ist chronologisch eingeteilt in die Aufbereitung und Mischung des Al_2O_3 -Pulvers, Herstellen der Formteile und dem Brennen (Sintern) [10].

Aluminiumoxid besitzt einen Schmelzpunkt von ca. 2000 °C und einem Siedepunkt von ca. 3000 °C, wobei der thermische Expansionskoeffizient mit ca. $8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ sehr klein ist. Weiterhin besitzt Al_2O_3 eine hohe Härte (2300 HV). Durch diese Eigenschaften ist Aluminiumoxid eines der am häufigsten verwendeten Materialien für mechanisch stark beanspruchte Maschinenteile. Durch die hohe Sprödigkeit muss aber auf eine stoßfreie Belastung und Laufruhe geachtet werden. Ebenso besitzt Aluminiumoxid sehr niedrige dielektrische Verlustfaktoren bis in hohe Frequenzen, einen hohen Oberflächenwiderstand, eine hohe Durchschlagfestigkeit und eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Diese Eigenschaften sind für die Elektrotechnik und Mikrosystemtechnik sehr vorteilhaft. Des Weiteren ist Al_2O_3 chemisch sehr beständig (gegen Metallschmelzen, Mineralsäuren, Laugen, Gläser und Schlacken) und bioinert, weshalb diese Keramik auch in korrosiven Umgebungen und Prothesen, z.B. Zahnfüllungen, genutzt wird [10].

In dieser Arbeit werden Aluminiumoxidkeramiken der Firma Ceramtec mit Rubalit 708S-C (96 % Reinheit), Rubalit 710F-C (99,6 % Reinheit) und einer Materialdicke von 0,5 mm verwendet. Eine Eigenschaftenübersicht befindet sich in Anlage 1: Werkstoffeigenschaften.

4.3 3D-Laserbearbeitung - Modellerstellung

Bis ein adäquates Programm entsteht, mit dem eine 3D-Strukturierung auf der Materialoberfläche realisierbar ist, sind einige Schritte nötig. Der erste Schritt ist eine zweidimensionale Skizze der angestrebten Strukturierung. In Abbildung 7 ist diese Zeichnung dargestellt, ebenso als Großformat in Anlage 8: Maßangaben Demonstrator.

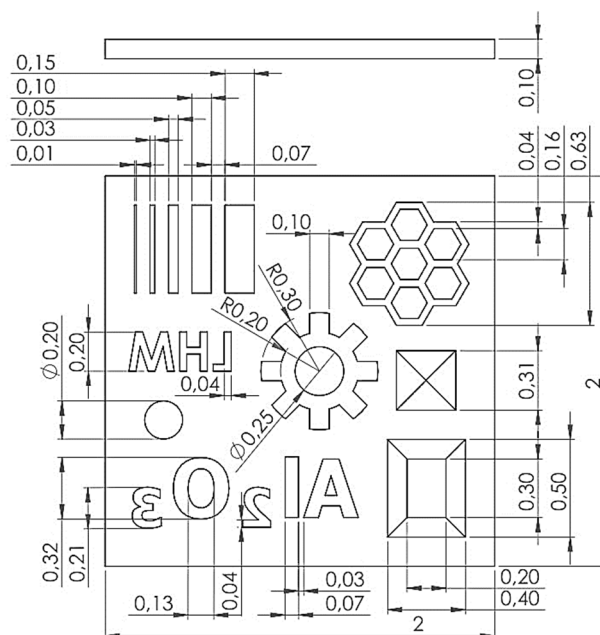


Abbildung 7: Technische Zeichnung des Demonstrators.

Mit dieser Skizze wird dann unter Anwendung einer CAD-Software (genutzt wurde SolidWorks 2014) ein inverses 3D-Modell erstellt.

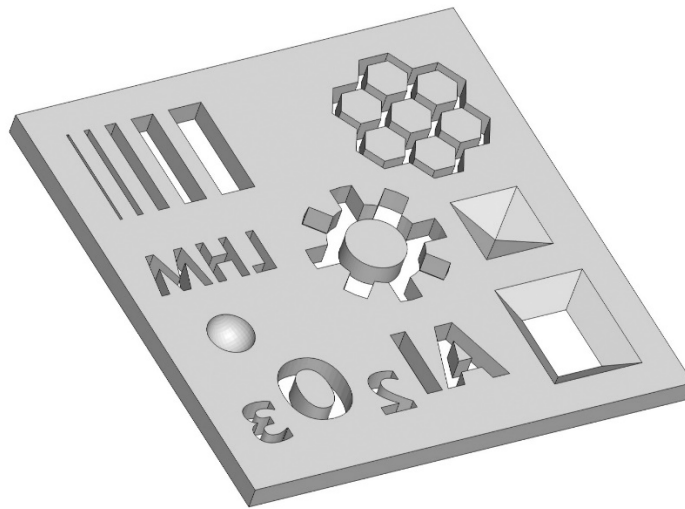


Abbildung 8: Inverses 3D Modell mit Blick auf die Rückseite.

Als nächster Schritt folgt eine Zerlegung dieses Modells in einzelne Ebenen mithilfe einer Slice-Software. Die Slice-Software Vakuum SLS stand bei dieser Arbeit zur Verfügung. Das Programm ermöglicht das „zerschneiden“ des inversen Modells in eine definierte Anzahl an Ebenen. Jede Ebene wird abhängig des softwareseitig eingestellten Linienabstandes mit einer bestimmten Anzahl an Linien gefüllt. Zusätzlich kann die Ausrichtung der Linien für jede Ebene gedreht werden, um einen möglichst gleichmäßigen Materialabtrag zu erhalten.

Entscheidend für die Anzahl der Ebenen ist die angestrebte Tiefe im Material, Abtragtiefe pro Überfahrt (Ebene) und gewünschte Auflösung zwischen benachbarten Ebenen. Je höher die gewünschte Auflösung desto mehr Ebenen müssen generiert werden. Das impliziert, dass die Abtragtiefe pro Ebene sinken muss, um weiterhin eine festgelegte Tiefe gewährleisten zu können. Demnach muss neben der 3D-Modellerstellung experimentell die Abtragtiefe in Abhängigkeit festgelegter Bearbeitungsparameter bestimmt werden.

4.4 Untersuchter Parameterbereich

Für den untersuchten Parameterbereich wurden weitere Randbedingungen festgelegt. Zum einen wurde ein zirkularer Polarisationszustand des Laserstrahls gewählt, da bei diesem Zustand kein richtungsabhängiges Absorptionsverhalten der Laserstrahlung hervorgerufen wird. Dabei wurde der emittierte linear polarisierte Laserstrahl mittels $\lambda/4$ -Platte in einen zirkularen Polarisationszustand transformiert. Zum anderen hat sich in früheren Versuchen

ein geometrischer Pulsfolgeabstand und Linienabstand von 5 μm als effizient herausgestellt. Demzufolge wurde im untersuchten Parameterbereich eine zirkular polarisierter Laserstrahlung sowie zur Untersuchung des Abtragverhaltens und Erstellung der Demonstratoren ein geometrischer Pulsfolgeabstand sowie Linienabstand von 5 μm genutzt.

4.4.1 Parameterbereich zur Bestimmung der Ablationsschwelle

Um eventuelle Unterschiede zwischen beiden Aluminiumoxidkeramiken bezüglich der Ablationsschwelle feststellen zu können, wurde für beide Materialien die gleichen Bearbeitungsparameter gewählt. Demnach wurden mithilfe der Variation von Pulsdauer, Pulsanzahl (Mehrfachbestrahlung) und Fluenz Abtragkrater erzeugt. Um den Effekt der Wärmeakkumulation zu minimieren, wurde eine vergleichsweise niedrige Pulswiederholrate von 20 kHz gewählt. Für eine statistische Auswertung wurden für jede Parametervariation 10 Ereignisse vermessen. Als Pulsdauer wurde die kürzeste einstellbare Pulsdauer von 200 fs, die längste einstellbare Pulsdauer von 10 ps und ein Wert im mittleren Bereich von 2 ps gewählt.

- Pulsdauer: 200 fs, 2 ps, 10 ps
- Fluenz: 2,5 bis 16,5 J/cm²
- Pulsanzahl: 10, 20, 50, 100, 200, 300, 500
- Pulswiederholrate: 20 kHz

4.4.2 Parameterbereich zur Untersuchung des Abtragverhaltens

In früheren Versuchen mit Oxidkeramik hat sich herausgestellt, dass eine Pulsdauer von 1 ps bis 2 ps bezüglich der Abtragrate besonders effektiv ist. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit ebenfalls eine Pulsdauer von $\tau_p = 2 \text{ ps}$ genutzt. Im Gegensatz zur Bestimmung der Ablationsschwelle wurde die Pulswiederholrate zwischen 10 kHz, 20 kHz und 100 kHz variiert. Für eine adäquate Messung der Ablationstiefe wurde eine Mulde erstellt, die der Außengeometrie des 3D-Modells (Demonstrators) entspricht. Um Einflüsse auf Inkubationseffekte, Maßgenauigkeit sowie Oberflächenrauheit untersuchen zu können, wurden ausgewählte Bearbeitungsparameter mit 10, 20 und 100 Überfahrten realisiert. Für beide Materialien wurden gleiche Bearbeitungsparameter verwendet.

Tabelle 1: Bearbeitungsparameter zur Bestimmung der Abtragtiefe.

Anzahl Überfahrten	Pulswiederholrate [kHz]	Pulsenergie [μJ] / Fluenz [J/cm^2]		
10	10	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
	100	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
	300	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
20	10	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
	100	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
	300	10 / 2,8	20 / 5,6	30 / 8,4
100	10	5 / 1,4	7 / 2,0	9 / 2,5
	100	5 / 1,4	7 / 2,0	9 / 2,5
	300	5 / 1,4	7 / 2,0	9 / 2,5

4.5 Verwendete Messinstrumente und Analysemethoden

4.5.1 Messinstrument Confovis CGF-LV

Für die Datenermittlung der Abtraggrößen Kraterdurchmesser, Abtragtiefe und Oberflächenrauheit wurde ein konfokales Laserscanning Mikroskop verwendet. Das Confovis CGF-LV nutzt eine LED-Strahlung mit einer emittierenden Wellenlänge von 535 nm um die von der Werkstückoberfläche zurückgeworfene Strahlung mit einem CCD-Chip aufzufangen, der dann die gewonnenen Daten an eine Analysesoftware übermittelt. Die Software erzeugt auf einem Monitor ein Live-Bild der Daten, wodurch 2-dimensionale Messungen durchführbar sind. Für eine dreidimensionale Messung werden mehrere Livebilder mit Verschiebung der Z-Achse aufgenommen und übereinandergelegt. Da das Confovis CGF-LV gegenüber konventionellen Laserscanning Mikroskopen, bei denen ein Laserstrahl per Umlenkspiegel ein definiertes Raster abtastet den Vorteil besitzt, durch Generierung einer Maske das gesamte Messfeld auf einmal abzuscanen, ist die Datenaufnahme vergleichsweise schnell. Ein Beispiel zur Abtraggrößenaufnahme ist in Anlage 2: Abtraggrößenaufnahme dargestellt.

4.5.2 Analysemethode zur Bestimmung der Ablationsschwelle

In [32] wird von J.M. Liu eine Methode zur Bestimmung der Ablationsschwelle eines gepulsten Laserstrahls mit Gauß-Profil beschrieben. Dabei wird ausgehend von der radialen Fluenz, die in Gleichung (3.7) beschrieben ist, durch Quadrieren des Durchmessers eines Ablationskraters und Umformulierung auf folgende Gleichung geschlossen:

$$D^2 = 2 \cdot w_{86}^2 \cdot \ln \left(\frac{H_0}{H_{th}} \right) \quad (4.1).$$

Dieser Methode folgend wird der Durchmesser des Ablationskraters experimentell vermessen, quadriert und zur logarithmierten Fluenz dargestellt. Durch Extrapolation kann der Schnittpunkt des Graphen mit der Abszissenachse bestimmt werden, was der Ablationsschwelle entspricht. In Abbildung 9, 10, 11 wird exemplarisch dargestellt, wie der Durchmesser mit dem Confovis CGF-LV vermessen wurde. Dabei werden aufgrund einer leicht elliptischen Form des Kraters zwei Messungen durchgeführt, um aus diesen Messungen einen Mittelwert bilden zu können.

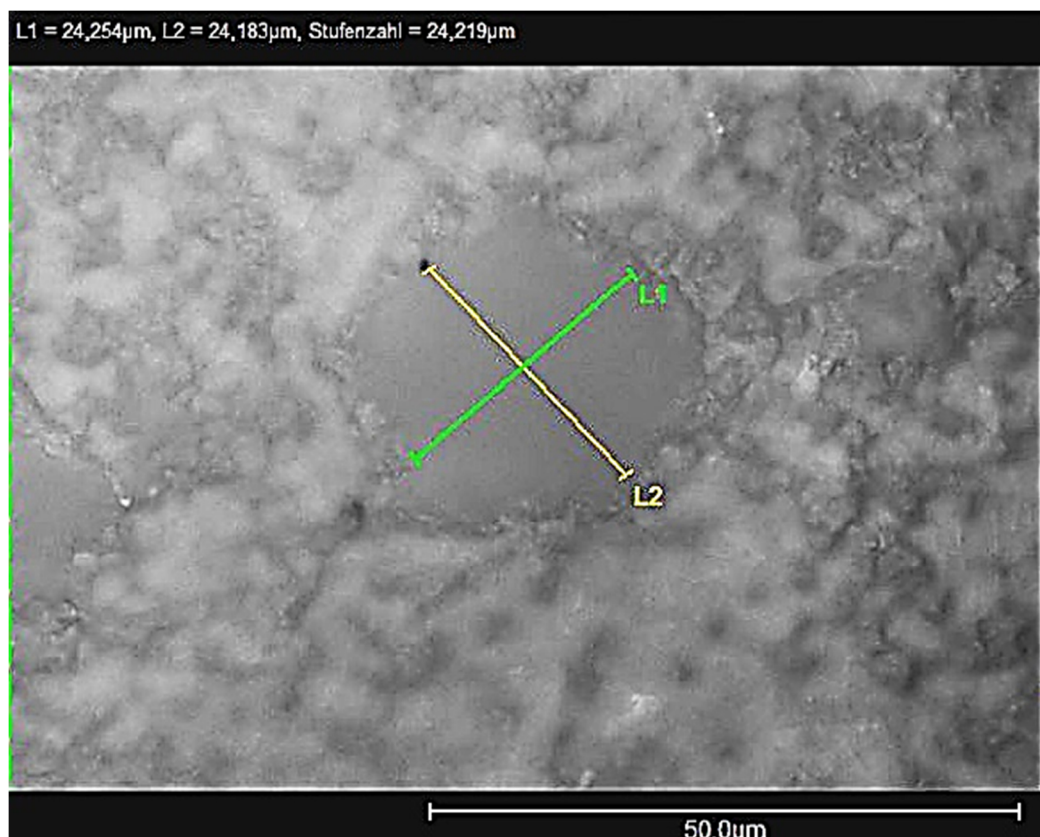


Abbildung 9: Ablationskrater, 10 ps Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm²; Kraterdurchmesser 24,219 µm.

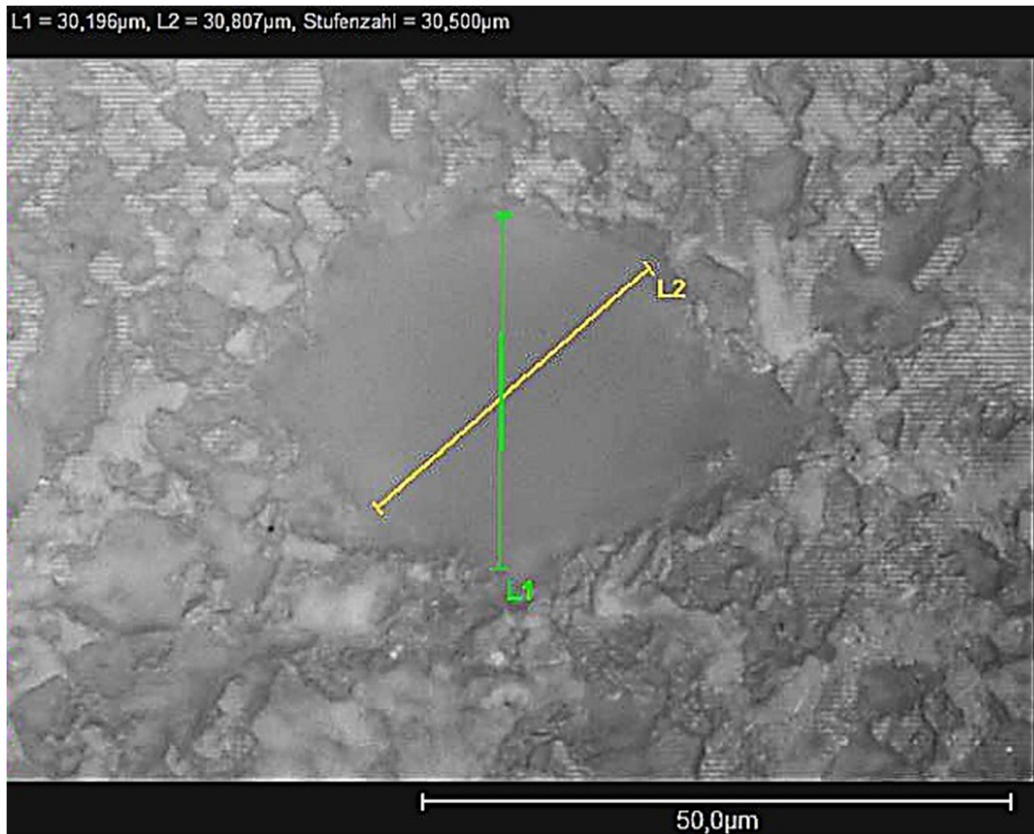


Abbildung 10: Ablationskrater, 2 ps Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm; Kraterdurchmesser 30,5 μm .

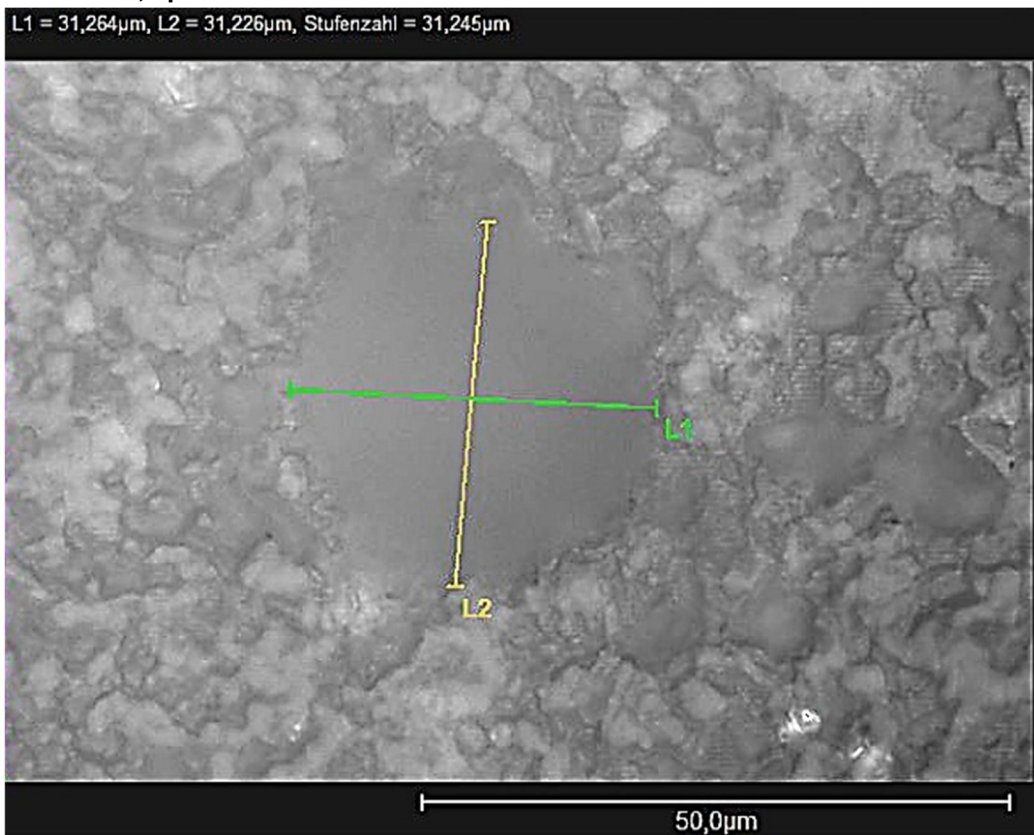


Abbildung 11: Ablationskrater, 200 fs Pulsdauer, Fluenz 16,5 J/cm²; Kraterdurchmesser 31,245 μm .

5 Bestimmung der Ablationsschwelle

In diesem Kapitel werden die vermessenen Kraterdurchmesser der zwei in dieser Arbeit untersuchten Oxidkeramiken unter Anwendung der Analysemethode, die in Kapitel 4.5.2 vorgestellt wurde, genutzt, um die Ablationsschwelle in Abhängigkeit des verwendeten Parameterbereiches zu bestimmen. Charakteristische Kurvenverläufe der quadrierten Kraterdurchmesser werden untersucht um Zusammenhänge zu dominierenden Ionisationsmechanismus aufzuzeigen. Abschließend werden die bestimmten Ablationsschwellen der untersuchten Oxidkeramiken miteinander verglichen.

5.1 Kraterdurchmesser

Bei der Untersuchung der quadrierten Kraterdurchmesser in Abhängigkeit zur logarithmierten Fluenz stellte sich heraus, dass bei einer Pulsdauer von 200 fs zwei charakteristische Kurvenverläufe, während bei 2 ps und 10 ps Pulsdauer ein linearer Kurvenverlauf zu erkennen ist. In Abbildung 12 und Abbildung 13 ist dieses Phänomen exemplarisch für beide Reinheitsgrade dargestellt. Die quadrierten Kraterdurchmesser in Abhängigkeit zur Fluenz für alle untersuchten Parameter sind detailliert in Anlage 3: Ablationskrater enthalten.

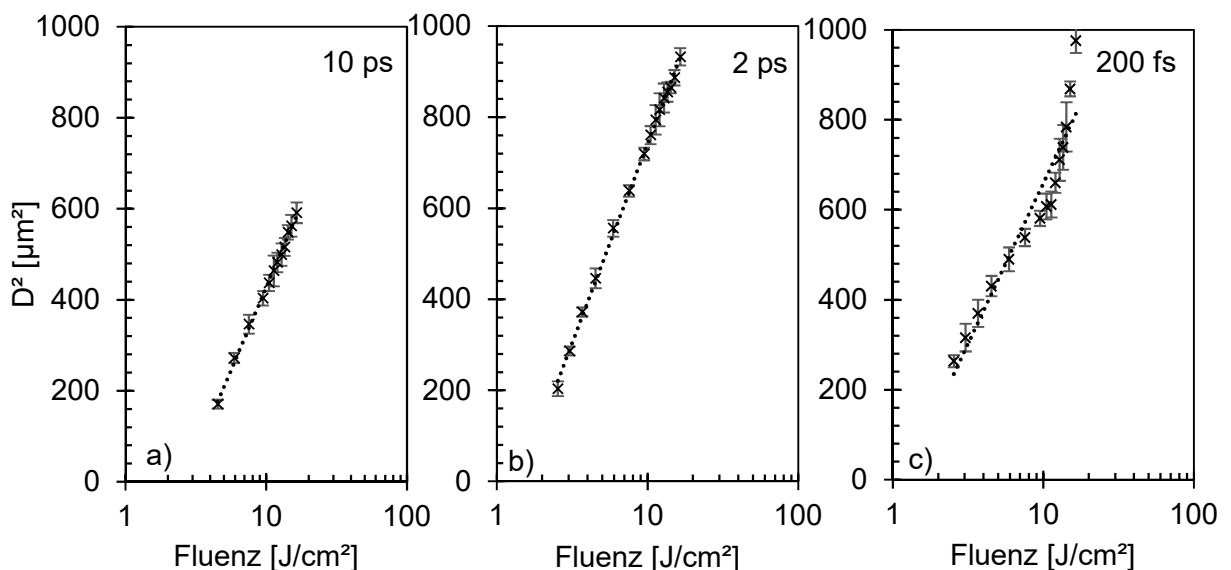


Abbildung 12: Exemplarische Darstellung der quadrierten Durchmesser zur logarithmierten Fluenz bei einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen bei a) 10 ps, b) 2 ps, c) 200 fs Pulsdauer. Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad. Fehlerbalken $\pm\sigma$.

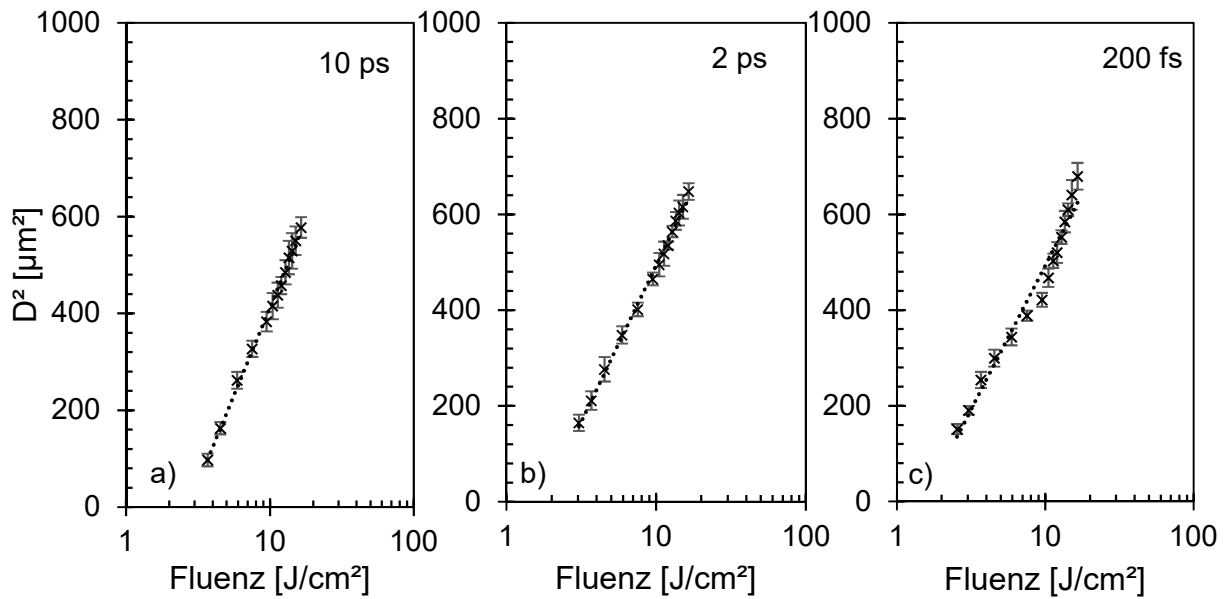


Abbildung 13: Exemplarische Darstellung der quadrierten Durchmesser zur logarithmierten Fluenz bei einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen bei a) 10 ps, b) 2 ps, c) 200 fs Pulsdauer. Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad. Fehlerbalken $\pm\sigma$.

Eine mögliche Ursache des sich ändernden Kurvenverlaufes bei 200 fs Pulsdauer könnte der Wechsel zwischen MPI und Feldemission sein, der in Kapitel 3.4.4 anhand des Keldysh-Parameters beschrieben wurde.

Anhand Abbildung 12 und 13 kann ebenfalls beobachtet werden, dass mit kleinerer Pulsdauer bei gleicher Fluenz der Kraterdurchmesser ansteigt. Die Coulomb Explosion kann diesen Effekt erklären. Da bei kürzer werdender Pulsdauer die Intensität und damit die hervorgerufenen Feldstärken ansteigen, können mehr Elektronen ins Leitungsband transferiert werden was zu einer größeren Ionisierung der Atome und letztendlich durch Coulomb-Kräfte hervorgerufenen explosionsartigen Materialabtrag führt. Je größer diese Explosion ausfällt, desto mehr Al^+ , O^+ und O^{2+} Ionen werden aus dem Cluster ausgeschleudert [33], das einen größeren Kraterdurchmesser erklären kann.

5.2 Regimewechsel der Ionisationsmechanismen

Bei einer Wellenlänge von 1028 nm und einer vorhandenen Bandlücke der Al_2O_3 -Keramik von 8,8 eV stellt sich nach der Keldysh Theorie ein Regimewechsel des Ionisationsprozesses bei einer Intensität $I = 4,44 \cdot 10^{13} \text{ Wcm}^{-2}$ ein. In Abbildung 14 ist dieser Wechsel graphisch dargestellt. Mit Gleichung (3.13) kann die Intensität unter Beachtung der eingesetzten Pulsdauer in die Fluenz umgerechnet werden, was in Abbildung 15 umgesetzt wurde.

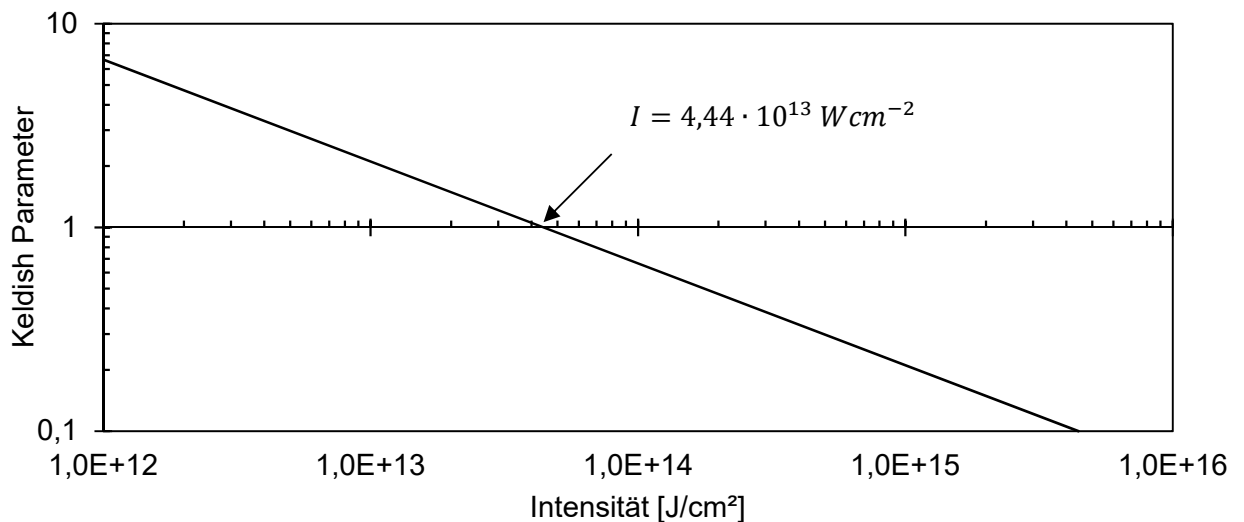


Abbildung 15: Keldysh-Parameter zur Intensität.

Demnach setzt ein Ionisationsprozesswechsel zwischen MPI und Feldemission von 200 fs Pulsdauer bei einer Fluenz $H = 8,88 \text{ Jcm}^{-2}$ ein. Für 2 ps und 10 ps Pulsdauer wurde dieser

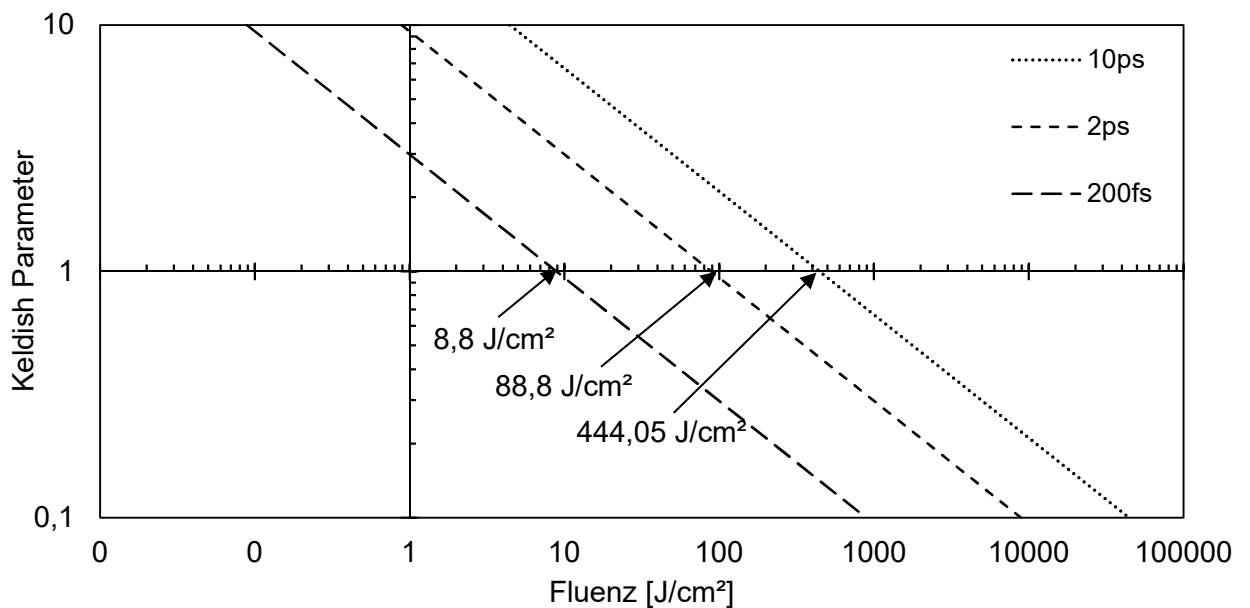


Abbildung 14: Keldysh-Parameter zur Fluenz.

Wert auf $H = 88,8 \text{ Jcm}^{-2}$ und $H = 444,05 \text{ Jcm}^{-2}$ bestimmt. Aufgrund von zu geringer Intensität konnte ein Wechsel des Ionisationsregimes für 2 ps sowie 10 ps nicht festgestellt werden, da die benötigten Fluenzen nicht zur Verfügung standen.

Wird die erhaltene Grenze des Regimewechsels der Ionisationsmechanismen in den Kurvenverlauf des quadrierten Kraterdurchmessers zur logarithmierten Fluenz bei 200 fs Pulsdauer aus Abbildung 11c) eingesetzt, kann der Wechsel von MPI zu Feldemission anhand des sich verändernden Verlaufes der Kurve, wie in Abbildung 16 folgt, graphisch dargestellt werden.

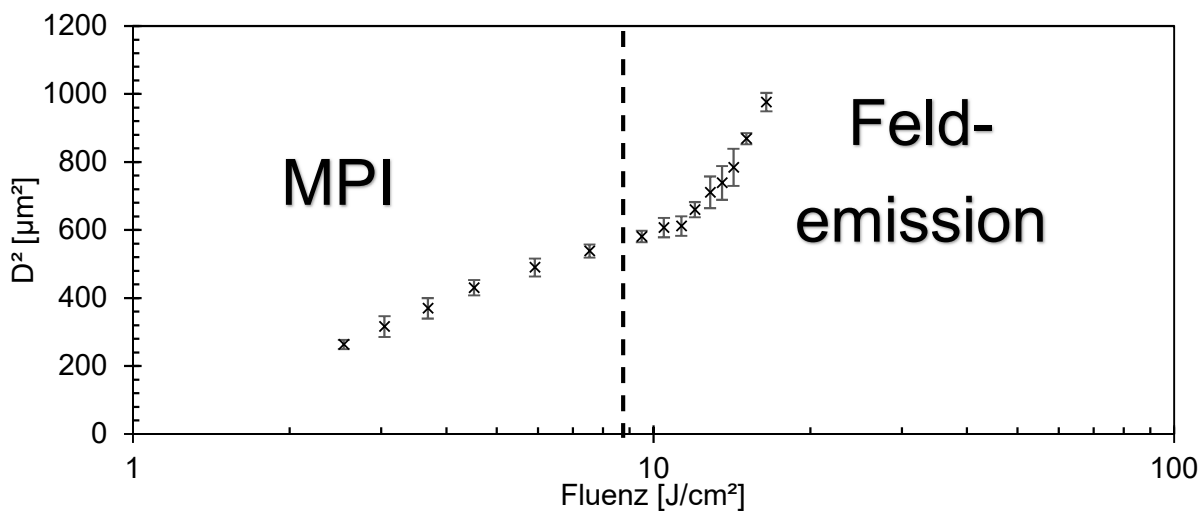


Abbildung 16: Exemplarische Darstellung des Ionisationsprozesswechsels bei 200 fs Pulsdauer und einer Mehrfachbestrahlung von 10 Pulsen. Fehlerbalken $\pm\sigma$.

Experimentell wurde die Fluenz für den Regimewechsel auf ca. 11 J/cm^2 bestimmt. Dieser Wert ist geringfügig größer als der theoretische Wert von 8,8 J/cm^2 . Ursache hierfür können in den Berechnungsgrundlagen der Keldysh Theorie liegen, da kein Absorptionsgrad bei den Berechnungen berücksichtigt wird. Die einfallende Laserstrahlung wird vom Werkstoff nicht vollständig absorbiert, sodass die tatsächlich erforderliche Fluenz etwas höher ausfällt als die theoretisch bestimmte Fluenz.

5.3 Ablationsschwelle

Da der Kraterdurchmesser eine Kenngröße zur Ermittlung der Ablationsschwelle ist, ändert sich schlussfolgernd die Ablationsschwelle bei einer Änderung der Pulsdauer. Anhand der in Abbildung 17 dargestellten ermittelten Ablationsschwellen wird ersichtlich, dass mit kürzer werdender Pulsdauer die Ablationsschwelle sinkt, was die Theorie der Coulomb-Explosion bekräftigt. Weiterhin wurde der Einfluss der Pulsanzahl (Mehrfachbestrahlung) pro Krater auf die Ablationsschwelle untersucht. Bei beiden Keramiken konnte eine Abnahme der Ablationsschwelle bei steigender Anzahl der Mehrfachbestrahlung beobachtet werden, bis

bei einer Mehrfachbestrahlung von ca. 200 Pulsen eine Sättigung eintritt. Der Inkubationseffekt ist eine mögliche Erklärung für diesen Effekt. Demnach werden durch Mehrfachbestrahlung Gitterdefekte erzeugt, wodurch sich materialspezifische Eigenschaften ändern [17]. Da die Werkstoffeigenschaften einen signifikanten Einfluss auf den Absorptionsgrad des Werkstoffes haben, ändert sich die Menge an absorbierter Laserstrahlung und dadurch das Abtragverhalten. Abbildung 17 zeigt die Auswirkungen des Effektes der Inkubation sowie Coulomb Explosion grafisch auf.

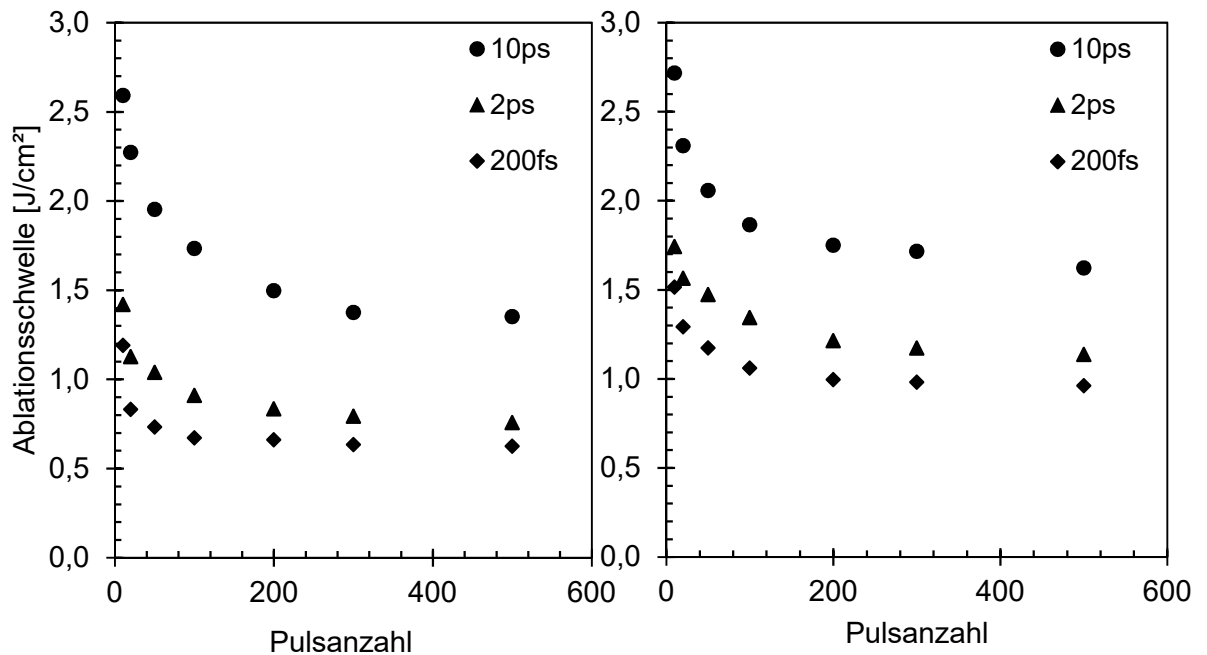


Abbildung 17: Ablationsschwellen für Al_2O_3 -Keramik: Links 96 % Reinheit | Rechts: 99,6 % Reinheit.

5.4 Vergleich der Ablationsschwellen beider Reinheitsgrade

Die beiden untersuchten Al_2O_3 -Keramiken unterscheiden sich vom Werkstoff selbst durch ihren Reinheitsgrad und, hervorgerufen durch den Sinterprozess, Rohdichte bzw. Oberflächenrauheit. Da beim direkten Vergleich beider Keramiken in Bezug auf ihre Ablationsschwellen Abweichungen zu erkennen sind, können die genannten Unterschiede eine mögliche Erklärung geben. Die Ablationsschwellen von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad sind niedriger als die Ablationsschwellen der Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad. Aus den vorliegenden Unterschieden beider Oxidkeramiken können Rückstände des Bauxits durch den Bayer-Prozess (Fe, Si, K, Ga, Li) dafür sorgen, dass durch höhere Absorption der Laserstrahlung auch Wechselwirkungsprozesse bei niedrigen Fluenzen stärker ausfallen und schlussfolgernd den Ablationskrater vergrößern. Da bei der Keramik mit 96 % Reinheit die Rohdichte geringfügig kleiner ist als bei der Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit,

kann ein geringfügig kleinerer Zusammenhalt der Pulverkörner dazu führen, dass bei einem explosionsartigen Materialabtrag lokal angrenzende Pulverkörner zusätzlich aus der Keramik herausgerissen werden, was wiederum den Ablationskrater vergrößert. Der höhere Rauheitsgrad der Al_2O_3 -Keramik mit 96% Reinheit kann oberflächennah den Absorptionsgrad beeinflussen und dadurch den Inkubationseffekt erhöhen. Anhand Abbildung 18 werden die unterschiedlichen Ablationsschwellen zwischen beiden Reinheitsgraden graphisch

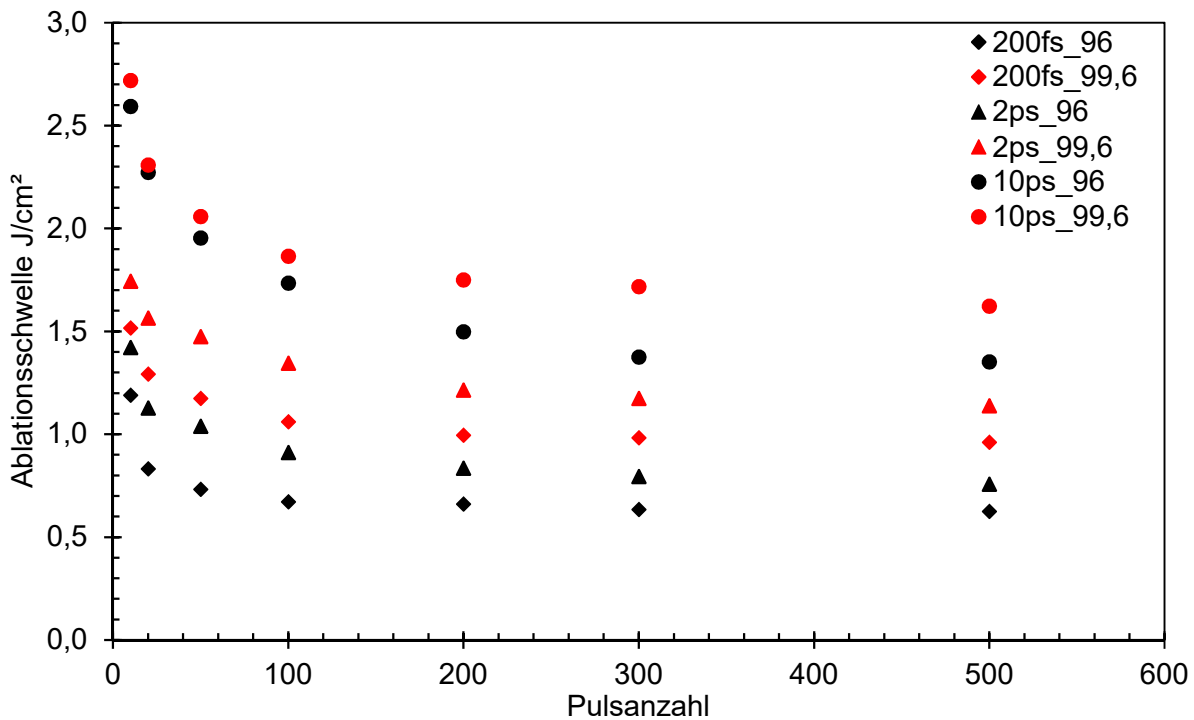


Abbildung 18: Graphischer Vergleich der Ablationsschwellen der untersuchten Keramiken. nachvollziehbar. Eine tabellarische Zusammenstellung der ermittelten Ablationsschwellen ist in Anlage 4: Ablationsschwellen auffindbar.

6 Keramikstrukturierung

In diesem Kapitel werden als erstes die ermittelten Abtragtiefen in Abhängigkeit der gewählten Fluenz, Pulswiederholrate sowie Anzahl der Überfahrten vorgestellt, um geeignete Parameter festzulegen mit denen eine definierte Strukturtiefe von 100 μm erzielt werden kann. Da sich bei der Auswertung der Al_2O_3 -Keramiken Unterschiede bei den Ablationsschwellen zwischen beiden Reinheitsgraden der Oxidkeramiken ergeben haben, wird der Abtragprozess getrennt für Al_2O_3 -Keramik mit 96% und 99,6% Reinheit untersucht. Im zweiten Teil dieses Kapitels folgt die quantitative sowie qualitative Auswertung der erzeugten Strukturen in Abhängigkeit der Fluenz bzw. Überfahrten und Pulswiederholrate. Dabei werden für beide Al_2O_3 -Keramiken der Oberflächenrauheit R_a , Maßgenauigkeit und benötigte Prozesszeit bewertet um abschließend Bearbeitungsparameter im genutzten Parameterbereich in Bezug auf die gewonnenen qualitativen als auch quantitativen Größen zu vergleichen sowie Verfahrensgrenzen aufzeigen.

6.1 Auswertung Abtragtiefe

Für unterschiedliche Parameterkombinationen ist in Abbildung 19 beispielhaft die erreichte Abtragtiefe pro Überfahrt in Abhängigkeit der Fluenz dargestellt. Es wurden drei unterschiedliche Fluenzen für die Untersuchung gewählt. Eine Fluenz die sich knapp über der Ablationsschwelle befindet, dazu eine weitere Fluenz die bei 300 kHz Pulswiederholrate noch technisch umsetzbar ist und eine Fluenz, die ca. den Mittelwert aus beiden erstgenannten Fluenzen repräsentiert. Anhand Abbildung 19 kann allgemein erkannt werden, dass mit steigender Fluenz die Abtragtiefe pro Überfahrt zunimmt. Eine mögliche Erklärung kann in der mit steigender Fluenz größer werdender laserinduzierten Feldstärke gefunden werden, wodurch der Coulomb-Effekt und schlussfolgernd das explosionsartig abgetragene Volumen zunimmt. Des Weiteren ist zu erkennen, dass sich mit steigender Pulswiederholrate bei gleicher Fluenz der Abtrag pro Überfahrt vergrößert. Da bei steigender Pulswiederholrate die deponierte optische Energie pro Zeit zunimmt können Wärmeakkumulationseffekte sowie eine Änderung des Absorptionsverhalten auftreten, die zu einem erhöhten Materialabtrag führen. Bei genauerer Betrachtung werden unterschiedliche Abtragtiefen pro Überfahrt bei gleicher Fluenz sowie Pulswiederholrate zwischen den Al_2O_3 -Keramiken sichtbar. Die Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad weist bei allen untersuchten Pulswiederholraten sowie Fluenzen einen geringeren Abtrag pro Überfahrt auf als die Al_2O_3 -

Keramik mit 96 % Reinheitsgrad. Die Gründe hierfür sind analog zu den ermittelten Ablationsschwellen und wurden in Kapitel 5.4 diskutiert.

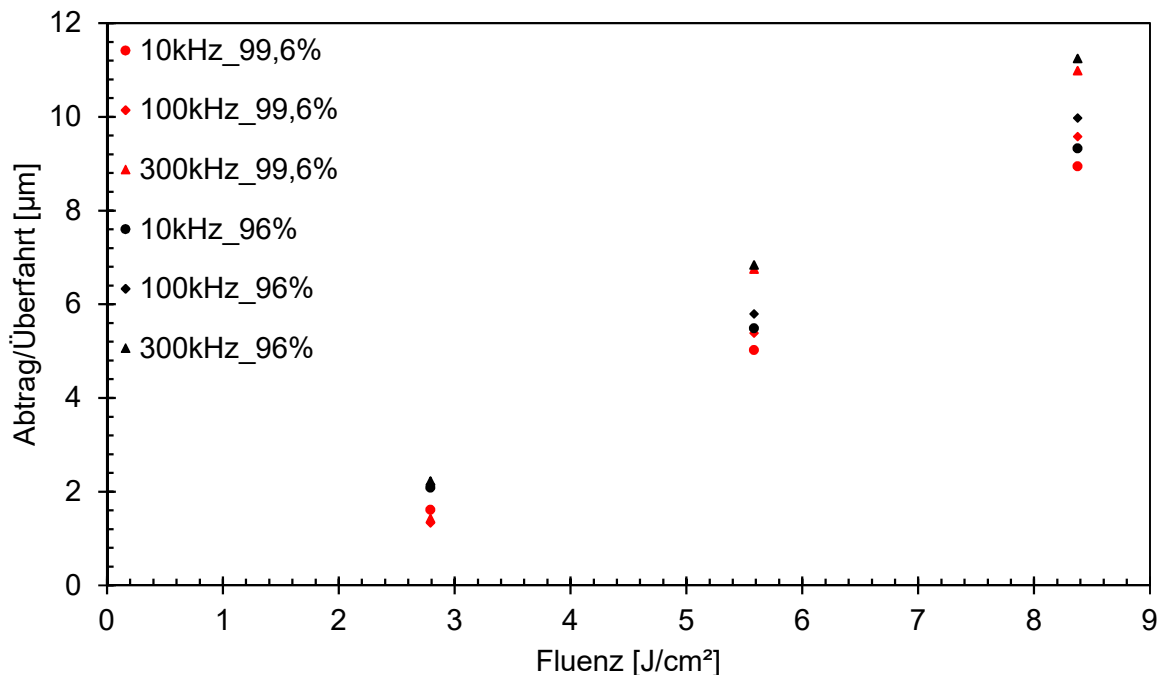


Abbildung 19: Vergleich der Abtragtiefen pro Überfahrt zur Fluenz bei einer Gesamtanzahl von 10 Überfahrten.

6.1.1 Al₂O₃-Keramik 96 % Reinheitsgrad

Bei der Untersuchung der erzeugten Mulden in Al₂O₃-Keramik mit 96 % Reinheitsgrad wurde erwartungsgemäß bei gleicher Fluenz mit steigender Anzahl an Überfahrten eine Zunahme des abgetragenen Volumens festgestellt. Bei genauerer Betrachtung von Abbildung 20 und 21 werden bei gleicher Fluenz kaum Unterschiede der Abtragtiefe pro Überfahrt zwischen 10 und 20 Überfahrten festgestellt. Dadurch wird gezeigt, dass der Inkubationseffekt schon ab 10 Überfahrten an Relevanz verliert. Demnach ist der Sättigungsbe-
reich der Ablationsschwelle schnell erreicht. Schlussfolgernd kann dieses Erkenntnis auch für eine höhere Anzahl an Überfahrten angenommen werden. Ebenfalls kann in Abbildung 20, 21 und 22 mit steigender Pulswiederholrate eine Zunahme der Abtragtiefe pro Überfahrt verzeichnet werden. Dieser Effekt wird bei hohen Fluenzen noch verstärkt. Durch die höhere Pulswiederholrate wird mehr optische Energie pro Zeit deponiert, was zu einer Erwärmung des Werkstoffes führen kann. Durch diese Erwärmung ändern sich Absorptionseigenschaften zwischen Laserstrahlung und Werkstoff, die dann zu einem höheren Materialabtrag führen können.

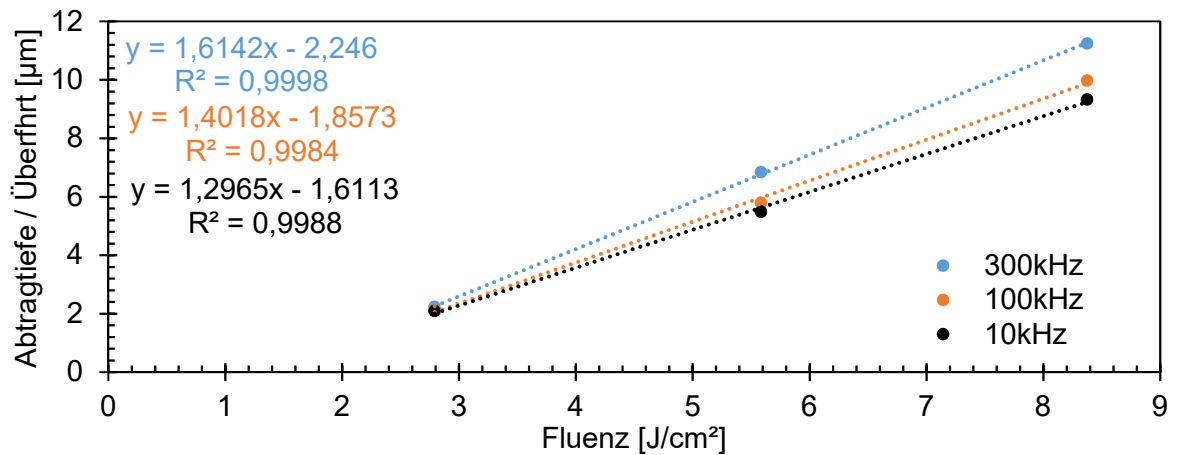


Abbildung 20: Al_2O_3 -Keramik 96 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 10 Überfahrten.

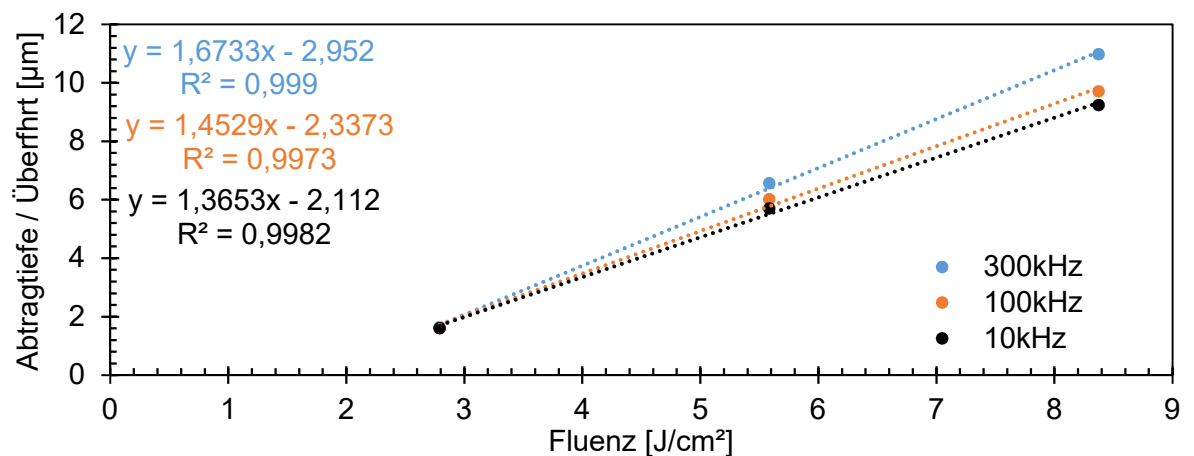


Abbildung 21: Al_2O_3 -Keramik 96%; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 20 Überfahrten.

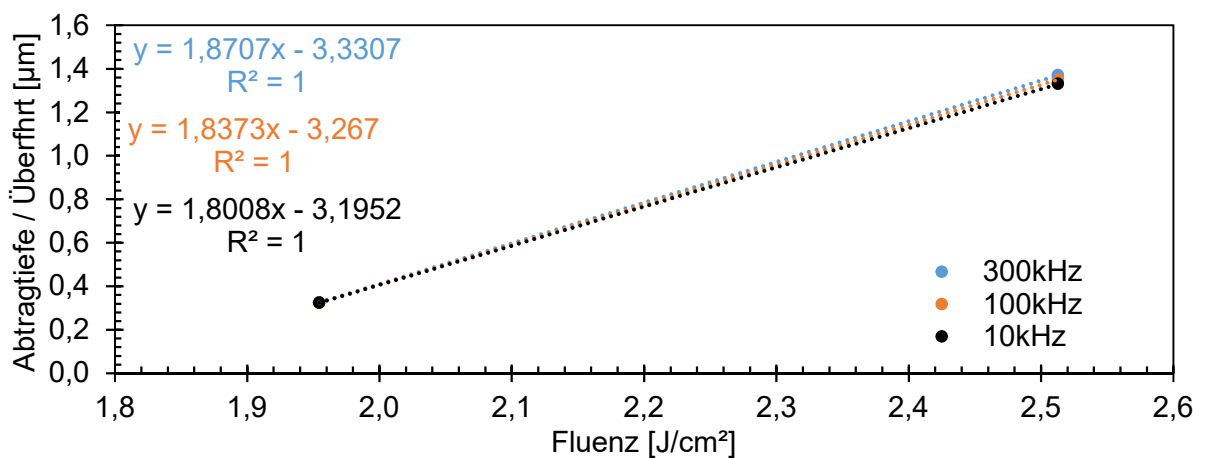


Abbildung 22: Al_2O_3 -Keramik 96%; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 100 Überfahrten.

6.1.2 Al₂O₃-Keramik 99,6 % Reinheitsgrad

Für Al₂O₃-Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad traten analog zur Al₂O₃-Keramik mit 96 % Reinheitsgrad die gleichen Effekte auf. Wie in Kapitel 5.4 beschrieben unterscheiden sich beide Al₂O₃-Keramiken signifikant durch ihren unterschiedlich hohen Grad an Verunreinigung, Rohdichte sowie Oberflächenrauheit. Diese Eigenschaftsunterschiede können unterschiedliches Absorptionsverhalten zwischen Laserstrahlung und Werkstoff hervorrufen und schlussfolgernd das Abtragverhalten beeinflussen. In Abbildung 23, 24 und 25 sind die ermittelten Abtragtiefen pro Überfahrt in Abhängigkeit der Fluenz dargestellt.

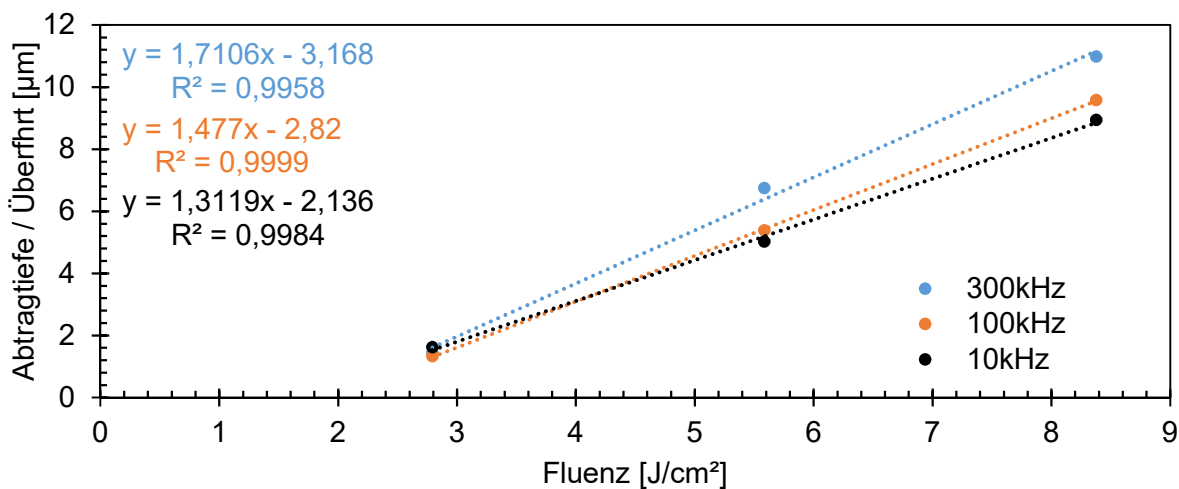


Abbildung 23: Al₂O₃-Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 10 Überfahrten.

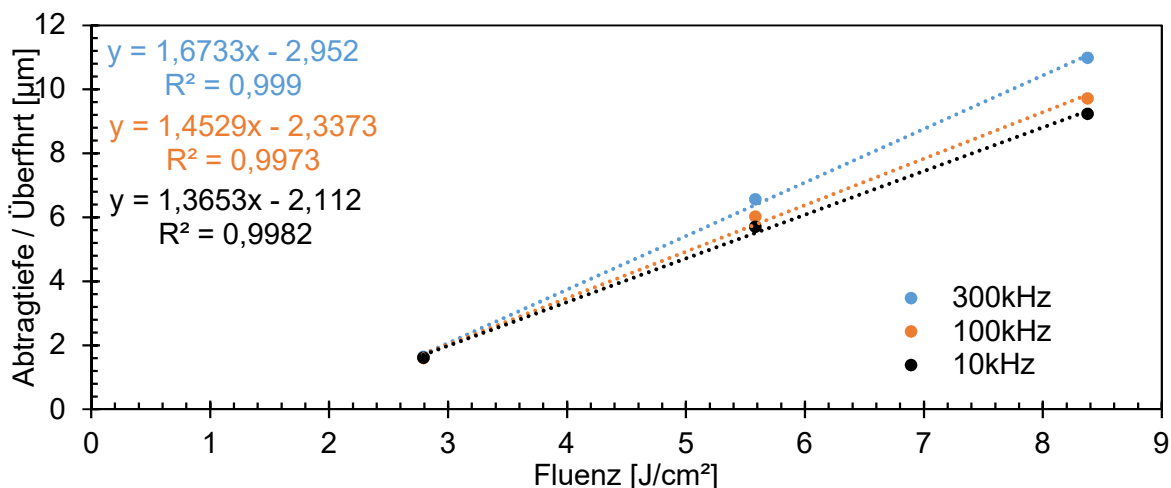


Abbildung 24: Al₂O₃-Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 20 Überfahrten.

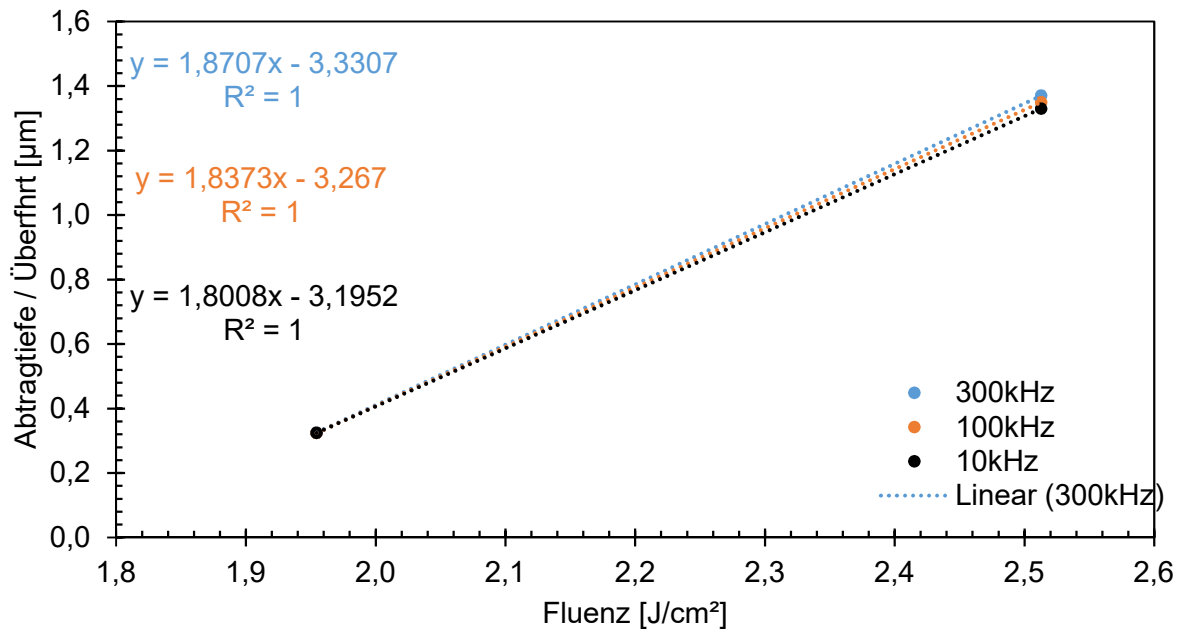


Abbildung 25: Al_2O_3 -Keramik 99,6 %; Abtragtiefe pro Überfahrt bei 100 Überfahrten.

6.1.3 Weiterführende Betrachtung und Abschätzung der Zielparameter

Als abschließende Betrachtung der untersuchten Mulden beider Al_2O_3 -Keramiken kann geschlossen werden, dass für eine definierte Abtragtiefe die benötigten Fluenzen für die Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad geringfügig höher ausfallen als die der Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad. Die nachfolgenden Demonstratoren sollen eine definierte Tiefe von 100 µm aufweisen. Durch die in Abbildung 20 bis 25 dargestellten Regressionsgleichungen können relativ exakte Fluenzen für den untersuchten Parameterbereich berechnet werden. Diese berechneten Fluenzen sind in Tabelle 2 und 3 einsehbar. Die höchste berechnete Fluenz beträgt 9,3 J/cm² um mit 10 Überfahrten sowie einer Puls wiederholrate von 10 kHz eine Strukturtiefe von 100 µm zu erreichen. Bei verwendeter Pulsdauer von 2 ps befindet sich dieser Fluenzwert nach Keldysh-Theorie noch im Regime der MPI (Wechsel des Regimes theoretisch bei 88,8 J/cm²). Für eine Pulsdauer von 200 fs (Wechsel des Regimes experimentell bei ca. 11 J/cm²) und 10 ps (Wechsel des Regimes theoretisch bei 404,05 J/cm²) trifft diese Aussage ebenfalls zu.

Tabelle 2: Berechnete Fluenzen für 100 µm Abtragtiefe bei Al₂O₃-Keramik mit 96 % Reinheit.

Pulswiederholrate [kHz]	Anzahl Überfahrten	Abtrag pro Überfahrt [µm]	Fluenz [J/cm ²]
10	10	10	9,0
	20	5	5,2
	100	1	2,4
100	10	10	8,5
	20	5	5,1
	100	1	2,4
300	10	10	7,6
	20	5	4,8
	100	1	2,4

Tabelle 3: Berechnete Fluenzen für 100 µm Abtragtiefe bei Al₂O₃-Keramik 99,6 % Reinheit.

Pulswederholrate [kHz]	Anzahl Überfahrten	Abtrag pro Überfahrt [µm]	Fluenz [J/cm ²]
10	10	10	9,3
	20	5	5,4
	100	1	2,3
100	10	10	8,5
	20	5	5,2
	100	1	2,3
300	10	10	7,7
	20	5	5,0
	100	1	2,3

6.2 Untersuchungen zum definierten 3D-Abtragen

Mit den in Kapitel 6.1.3 berechneten Fluenzen wurden Demonstratoren erzeugt, die in diesem Kapitel qualitativ und quantitativ ausgewertet werden. Abbildung 26 und 27 zeigen zwei REM-Aufnahmen des Al₂O₃-Keramik-Demonstrators für 96 % sowie 99,6 % Reinheitsgrad mit unterschiedlichen Bearbeitungsparametern. Anhand der detaillierten Vergrößerung können qualitative Unterschiede zwischen den Bearbeitungsparametern sowie Reinheitsgraden erkannt werden, die nachfolgend diskutiert werden. Für einen adäquaten quantitativ als auch qualitativen Vergleich wurden Strukturtiefe, Maßgenauigkeit, Oberflächenrauheit und Prozesszeit untersucht. Oberflächenrauheits- und Tiefenmessungen wurden mit dem Confovis CGF-LV, Messungen bezüglich der Maßgenauigkeit mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) durchgeführt.

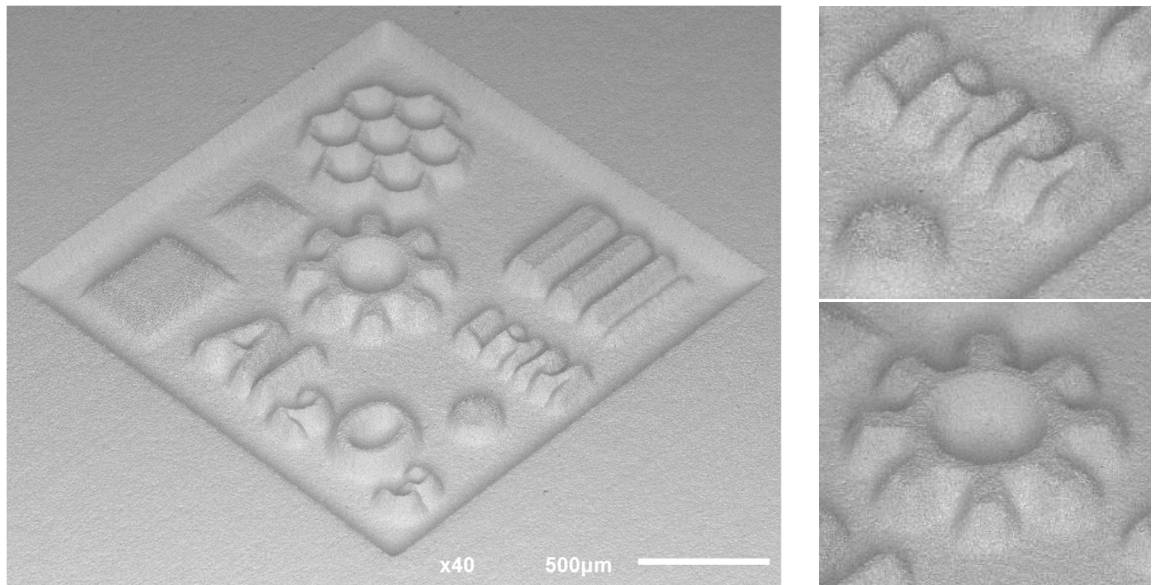


Abbildung 26: Al_2O_3 -Keramik-Demonstrator mit 96 % Reinheitsgrad; 10 Überfahrten, 300 kHz Pulswiederholrate und 7,6 J/cm² Fluenz.

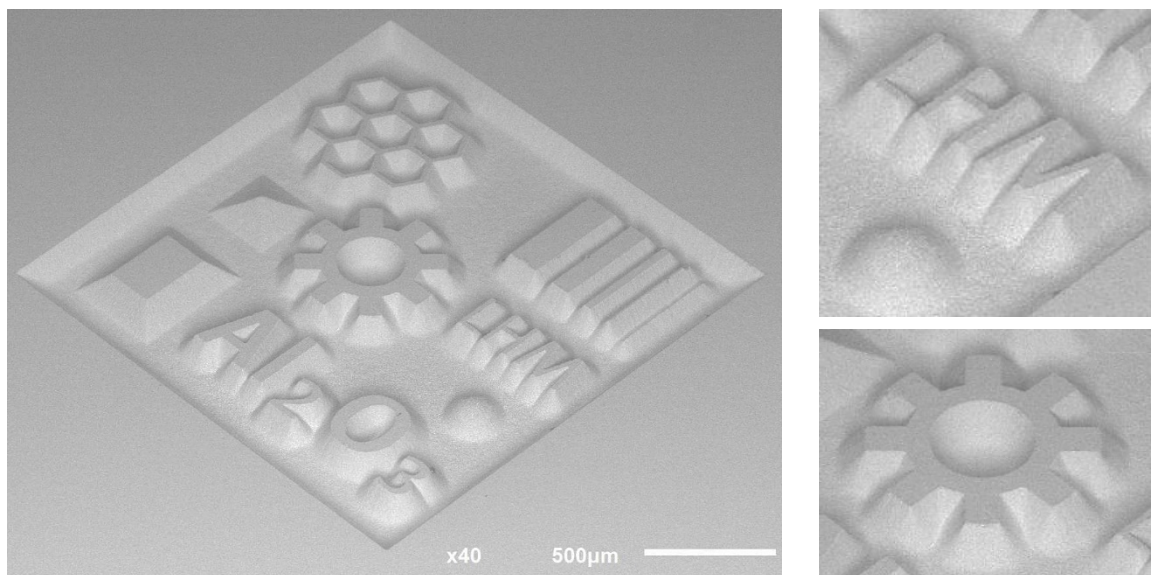


Abbildung 27: Al_2O_3 -Keramik-Demonstrator mit 99,6 % Reinheitsgrad; 100 Überfahrten, 10 kHz Pulswiederholrate und 2,3 J/cm² Fluenz.

Für Maßgenauigkeitsmessungen wurde die Strukturgeometrie der erzeugten Stege genutzt, die detailliert in den Anlage 6: Maßgenauigkeit REM Aufnahmen und beispielhaft in Abbildung 28 zu sehen sind.

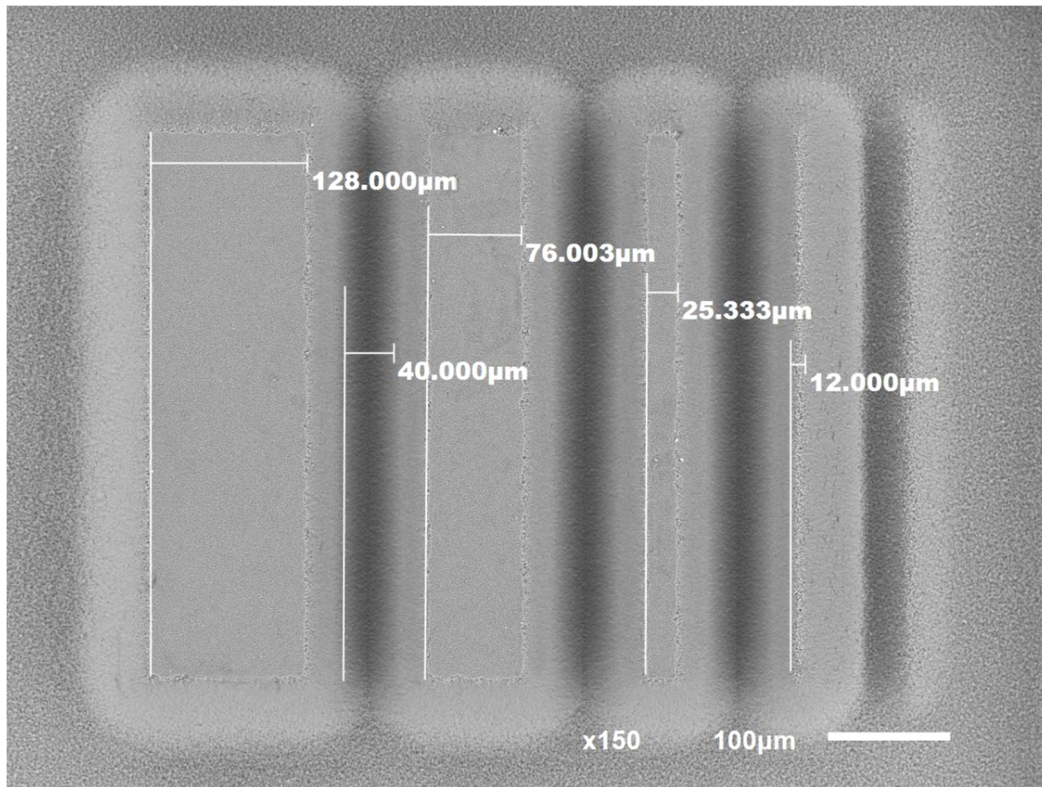
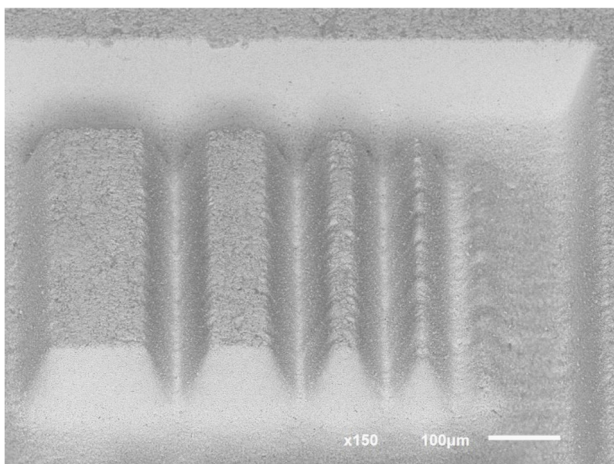


Abbildung 28: Maßgenauigkeitsmessung bei Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit, 20 Überfahrten, 100 kHz Pulswiederholrate und $5,2 \text{ J/cm}^2$.

6.2.1 Maßgenauigkeit

Um die Maßgenauigkeit quantifizieren zu können, wurden die Stegbreiten der erzeugten Stege mit Maßangaben aus dem CAD-Modell verglichen, die in Anlage 7: Maßangaben Demonstrator einsehbar sind. Von den im CAD Modell definierten Stegen wurden mit keiner untersuchten Bearbeitungsparameterkombination alle 5 Stege adäquat erzeugt, wie in Abbildung 29 beispielhaft zu erkennen ist. Unabhängig der Überfahrtenanzahl bzw. Fluenz



konnten bei 10 kHz und 100 kHz vier und bei 300 kHz drei Stege vermessen werden. Es kann geschlussfolgert werden, dass eine Stegbreite von $10\mu\text{m}$ bei dem in dieser Arbeit genutzten Parameterbereich nicht realisierbar ist.

Abbildung 29: Stege der Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheit, 10 Überfahrten, 10 kHz Pulswiederholrate, $9,0 \text{ J/cm}^2$.

Die Auswertung der erzeugten Stege ergab, dass die Maßgenauigkeit bei beiden Al_2O_3 -Keramiken mit kleinerer Fluenz anstieg. Dieser Effekt ist in Abbildung 30 und 31 exemplarisch für eine Pulswiederholrate von 100 kHz dargestellt. In Anlage 8: Maßgenauigkeit Auswertung sind durchgeführte Stegbreitenmessungen und ein prozentualer Soll- zu Ist-Vergleich für alle in dieser Arbeit untersuchten Bearbeitungsparameterkombinationen darge-

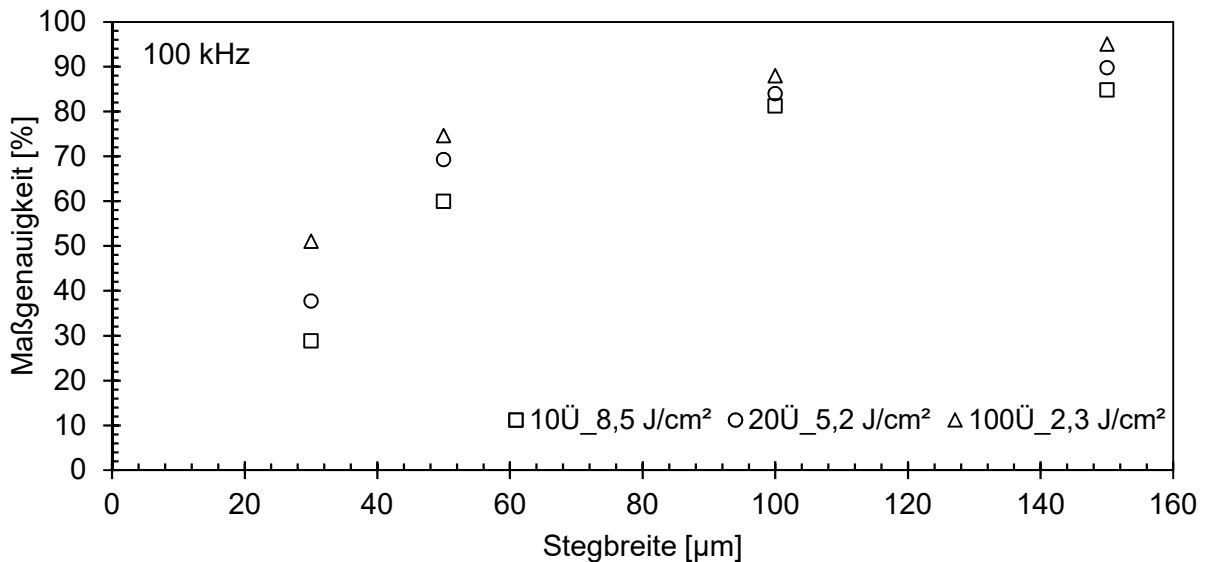


Abbildung 30: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad.

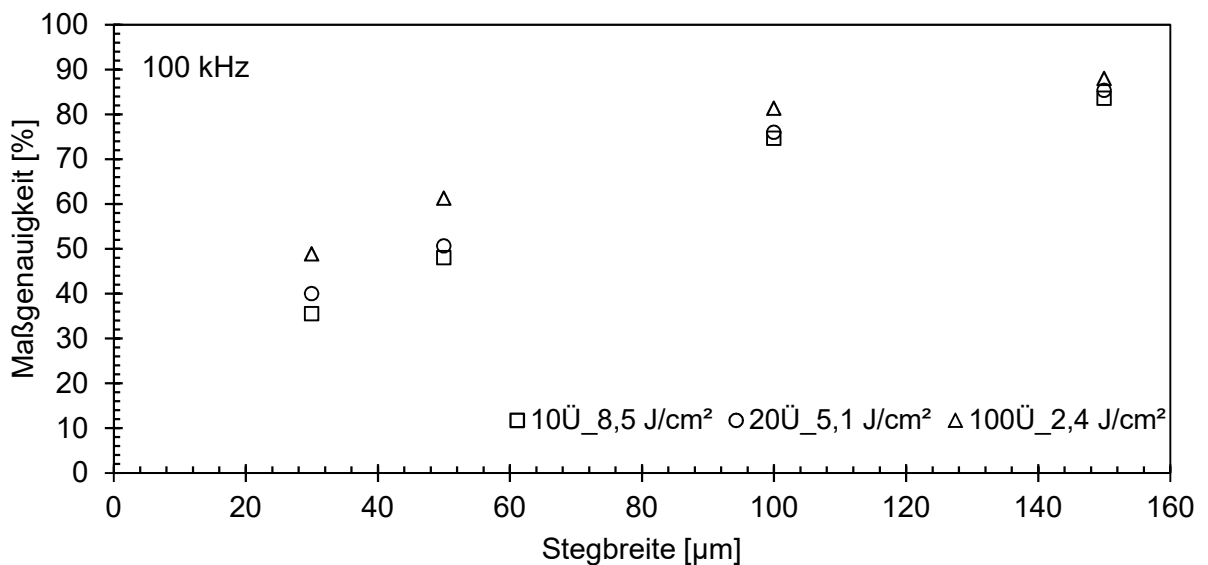


Abbildung 31: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad.

stellt. Da bei ca. 9 J/cm² wesentlich höhere Feldstärken induziert werden, ist zum einen die Coulomb-Explosion als auch der wirksame abtragende Strahldurchmesser größer als bei geringeren Fluenzen. Anhand Untersuchungen der Kraterdurchmesser von Kapitel 5.1 ist der wirksame Strahldurchmesser bei 9 J/cm² ca. 26 µm. Im Vergleich dazu ist der Strahldurchmesser bei einer Fluenz von 2,4 J/cm² lediglich ca. 14 µm. Schlussfolgernd könnte

der wesentlich kleinere (wirksame) Strahlradius und daraus folgend eine geringere Coulomb-Explosion ein Grund für einen Anstieg der Maßgenauigkeit bei kleinerer Fluenz sein.

Ebenfalls konnte ein Anstieg der Maßgenauigkeit bei gleicher Fluenz jedoch geringer Puls-
wiederholrate festgestellt werden. Wärmeakkumulation könnte an dieser Stelle eine Begründung des Effekts sein, da durch die Erhöhung der deponierten optischen Energie pro Zeit ein Wärmestau erzeugt wird, der Absorptionseigenschaften ändert sowie eine thermische Ionisation einleiten kann. In Abbildung 32 und 33 ist der Effekt, dass bei steigender Puls-
wiederholrate die Maßgenauigkeit sinkt, beispielhaft dargestellt.

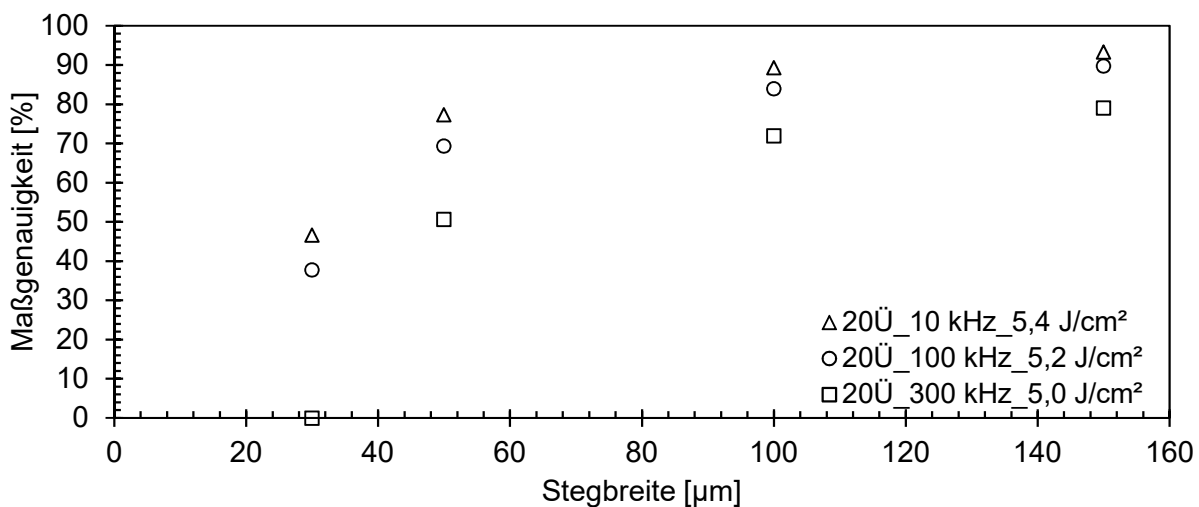


Abbildung 32: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad.

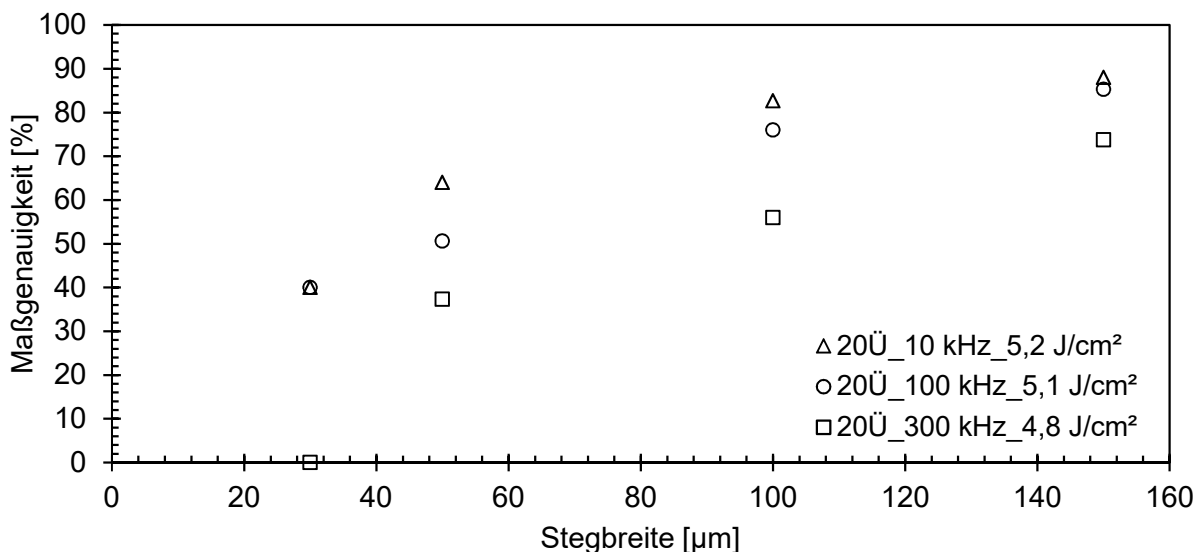


Abbildung 33: Exemplarische Darstellung der prozentualen Maßgenauigkeit zwischen Soll-Maß und Ist-Maß der erzeugten Stege von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad.

Bei den Messungen stellte sich ebenfalls heraus, dass zwar mit kleinerer Fluenz die Maßgenauigkeit oberflächennah zunimmt, jedoch der bodennahe Abstand zwischen den Stegen kleiner wird. Schlussfolgernd vergrößert sich der Flankenwinkel². Dieser Effekt ist in Abbildung 34 beispielhaft zu erkennen. In Abbildung 34a) beträgt bei einer Fluenz von

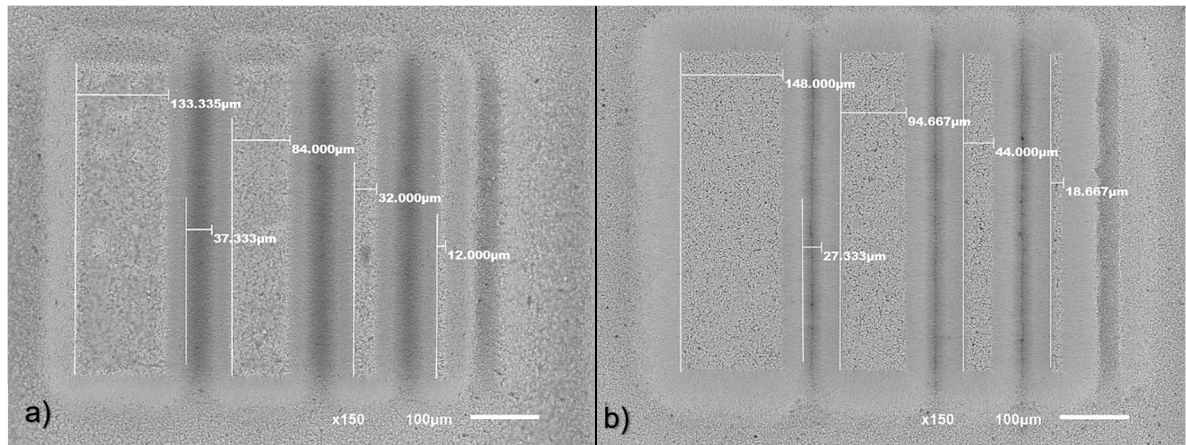
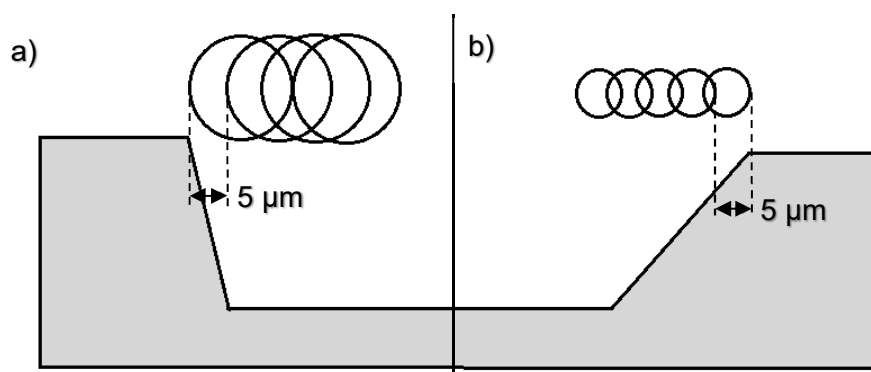


Abbildung 34: Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad; Vergleich der Stegbreiten zwischen a) 9 J/cm^2 und b) $2,4 \text{ J/cm}^2$.

9 J/cm^2 der bodennahe Abstand zwischen den Stegen $37,333 \mu\text{m}$, in Abbildung 34b) beträgt bei einer Fluenz von $2,4 \text{ J/cm}^2$ der Abstand am Strukturboden nur noch $27,333 \mu\text{m}$. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt gibt der definierte geometrische Pulswiederhol- und Linienabstand von $5 \mu\text{m}$. Da der wirksame Strahldurchmesser mit geringer Fluenz kleiner wird, jedoch der geometrische Pulswiederholabstand gleichbleibt, entsteht ein unscharfer Materialabtrag. Da bei geringer Fluenz eine erhöhte Anzahl an Überfahrten nötig ist um eine definierte Tiefe zu erreichen, wird dieser Effekt noch verstärkt. In Abbildung 35 ist dieser Effekt schematisch dargestellt. Dabei stellt 35a) einen Abtrag mit großem wirksamen



Strahlradius, Abbildung 35b) einen Abtrag mit kleinem Strahlradius dar.

Abbildung 35: Schematische Darstellung des Materialabtrags mit unterschiedlich großen wirksamen Strahldurchmessern.

² Flankenwinkel: Maß, um wieviel die Seitenwände der erzeugten Struktur senkrecht zur Oberfläche abweicht. Je größer der Flankenwinkel umso schlechter ist die Maßgenauigkeit in die Tiefe bei senkrechter Bauteilgeometrie.

Bei einer Bauteilgeometrie, die sich von Überfahrt zu Überfahrt ändert, wirkt sich eine kleinere Fluenz und dadurch eine Erhöhung der Überfahrtenanzahl positiv aus. Für eine definierte Tiefe ist bei niedrigen Fluenzen der Materialabtrag pro Überfahrt geringer als bei höheren Fluenzen, wodurch Konturen feiner aufgelöst werden. Anhand Abbildung 36 und Abbildung 37 wird das beim direkten Vergleich der erstellten Bauteilgeometrie zwischen 10 Überfahrten bzw. $8,5 \text{ J/cm}^2$ (links) und 100 Überfahrten bzw. $2,3 \text{ J/cm}^2$ (rechts) deutlich.

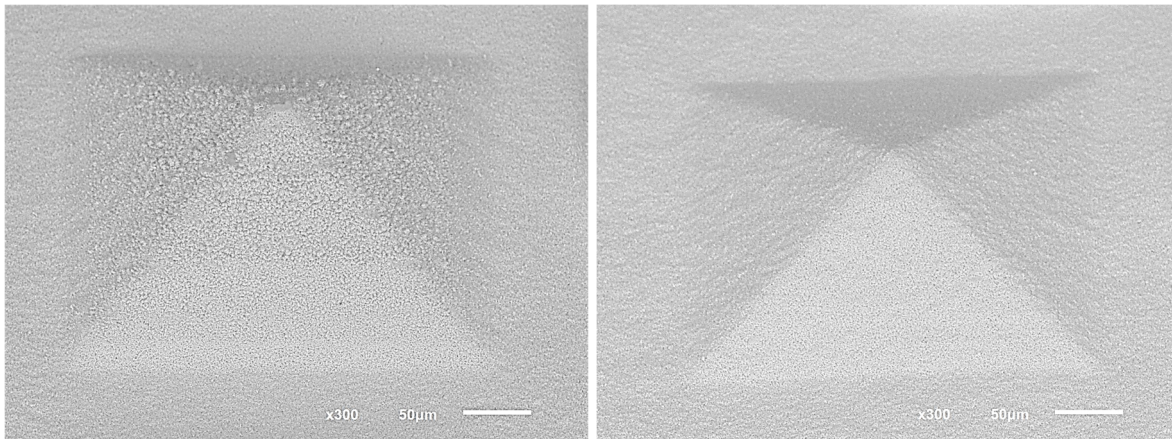


Abbildung 36: Pyramide, Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit. Blickwinkel 45° . Links: 10 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $8,5 \text{ J/cm}^2$ | Rechts: 100 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $2,3 \text{ J/cm}^2$. 45° Blickwinkel.

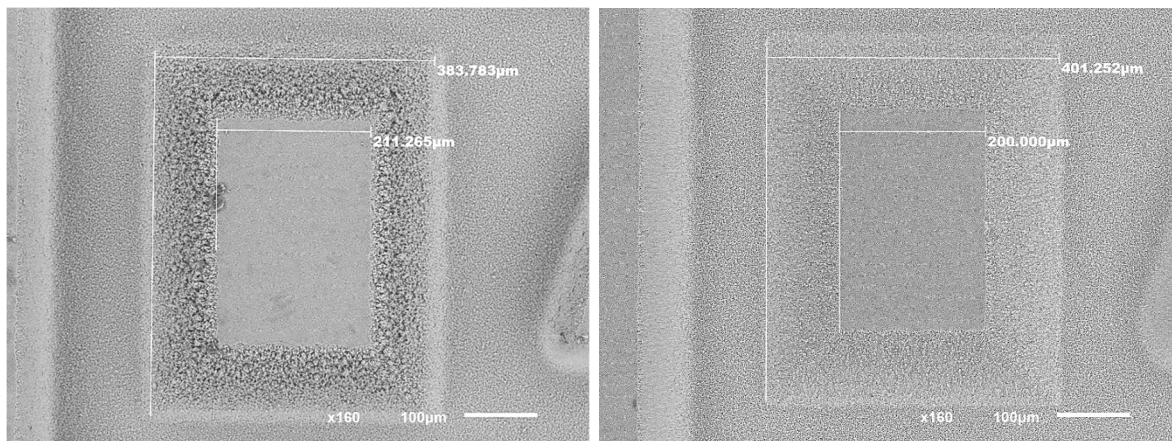


Abbildung 37: Stumpfpyramide, Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit. Links: 10 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $8,5 \text{ J/cm}^2$ | Rechts: 100 Überfahrten, Pulswiederholrate 100 kHz, $2,3 \text{ J/cm}^2$. Ansicht von oben.

6.2.2 Strukturtiefe

Anhand der in Tabelle 5 in Anlage 6 aufgeführten Daten wird festgestellt, dass mit den in Kapitel 6.2.5 berechneten Fluenzen in Abhängigkeit von Pulswiederholrate die geforderte Strukturtiefe von 100 μm mit einer Abweichung von ca. $\pm 10\%$ erreicht wurde. Schlussfolgernd sind weitere Untersuchungen des Abtragverhaltens nötig, um eine geringere Abweichung realisieren zu können. Die Anhand von drei Fluenzen erstellte lineare Regression ist demzufolge zu ungenau.

6.2.3 Oberflächenrauheit

In Abbildung 38 ist erkennbar, dass mit hoher Fluenz sowie kleiner Pulswiederholrate die Oberflächenrauheit R_a sinkt. Da die bei kleiner Fluenz induzierten Feldstärken geringer sind als bei hohen Fluenzen, wird demnach weniger Material pro Überfahrt abgetragen. Der Coulomb-Effekt wird minimiert und dadurch die Oberflächenrauheit positiv beeinflusst. Die bei hohen Pulswiederholraten auftretende Wärmeakkumulation kann die Oberflächenrauheit negativ beeinflussen.

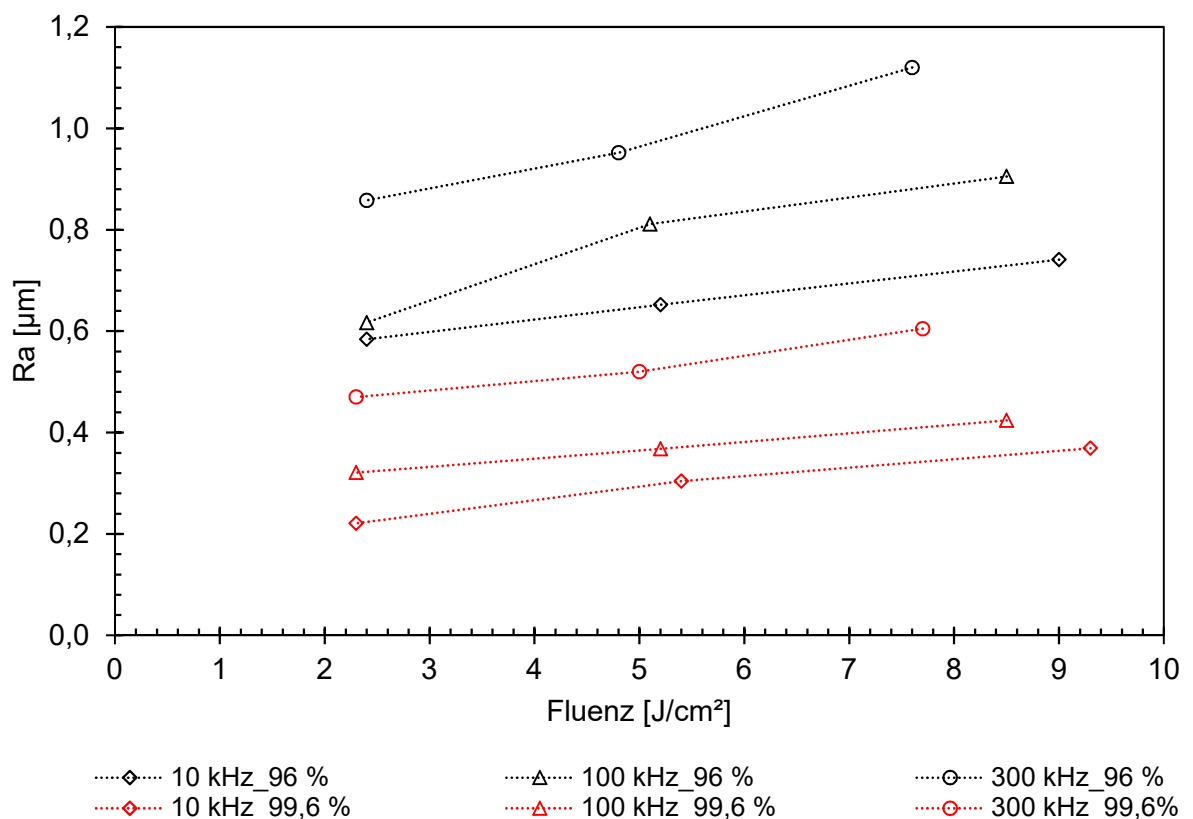
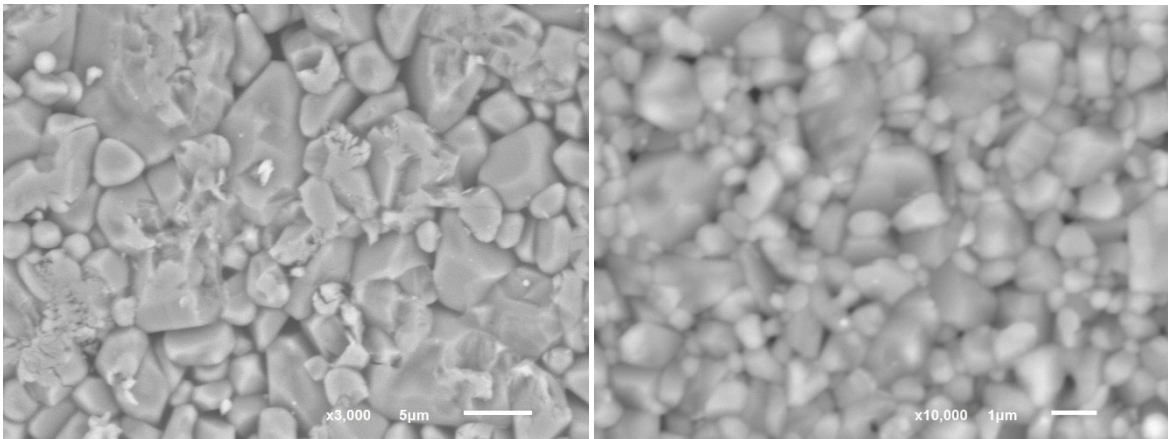


Abbildung 38: Ermittelte Oberflächenrauheit zur Fluenz.

Des Weiteren ist in Abbildung 38 ein großer Unterschied der Oberflächenrauheit zwischen beiden Reinheitsgraden der Al_2O_3 -Keramik zu erkennen. Ein Grund dafür sind die verwendeten Pulverkorngrößen zur Herstellung beider Al_2O_3 -Keramiken. Bei der Herstellung Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheit wurden wesentlich größere Pulverkorngrößen verwendet als bei der Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 %, wodurch die Packungsdichte der Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit größer ist, was schließlich zu kleineren Rauheitswerten bereits vor der Laserbearbeitung führt. In Abbildung 39 ist der genannte Unterschied der Pulverkorngrößen gut erkennbar. Links die Pulverkorngröße der Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheitsgrad und einer 3000x Vergrößerung, rechts die Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad und einer 10000x Vergrößerung. Da auf den Bildern trotz unterschiedlicher Vergrößerungen die Pulverkorngröße annähernd gleich ausfällt, ist die Korngröße der Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad ca. um das Dreifache kleiner.



**Abbildung 39: Links: Pulverkorngröße bei 96% Reinheit, Vergrößerung 3000x
Rechts: Pulverkorngröße bei 99,6% Reinheit, Vergrößerung 10000x**

6.2.4 Prozesszeit

Die Prozesszeit wurde während der Erstellung der Demonstratoren für jede untersuchte Bearbeitungsparameterkombination dokumentiert und ist in Anlage 5: Strukturtiefe, Rauheit, Prozesszeit einsehbar. Die kürzeste Prozesszeit von 58 Sekunden wurde bei 10 Überfahrten (9 J/cm^2 für Al_2O_3 -Keramik mit 96 % Reinheit und $9,3 \text{ J/cm}^2$ für Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheit) und 300 kHz Pulswiederholrate ermittelt, da bei dieser Parameterkombination die höchste Abtragrate erfolgte. Dem entgegen steht mit ca. 27 Minuten die längste Prozesszeit bei 100 Überfahrten ($2,4 \text{ J/cm}^2$) und 10 kHz Pulswiederholrate. In Abbildung 40 wird die Prozesszeit in Abhängigkeit der Pulswiederholrate und Fluenz dargestellt.

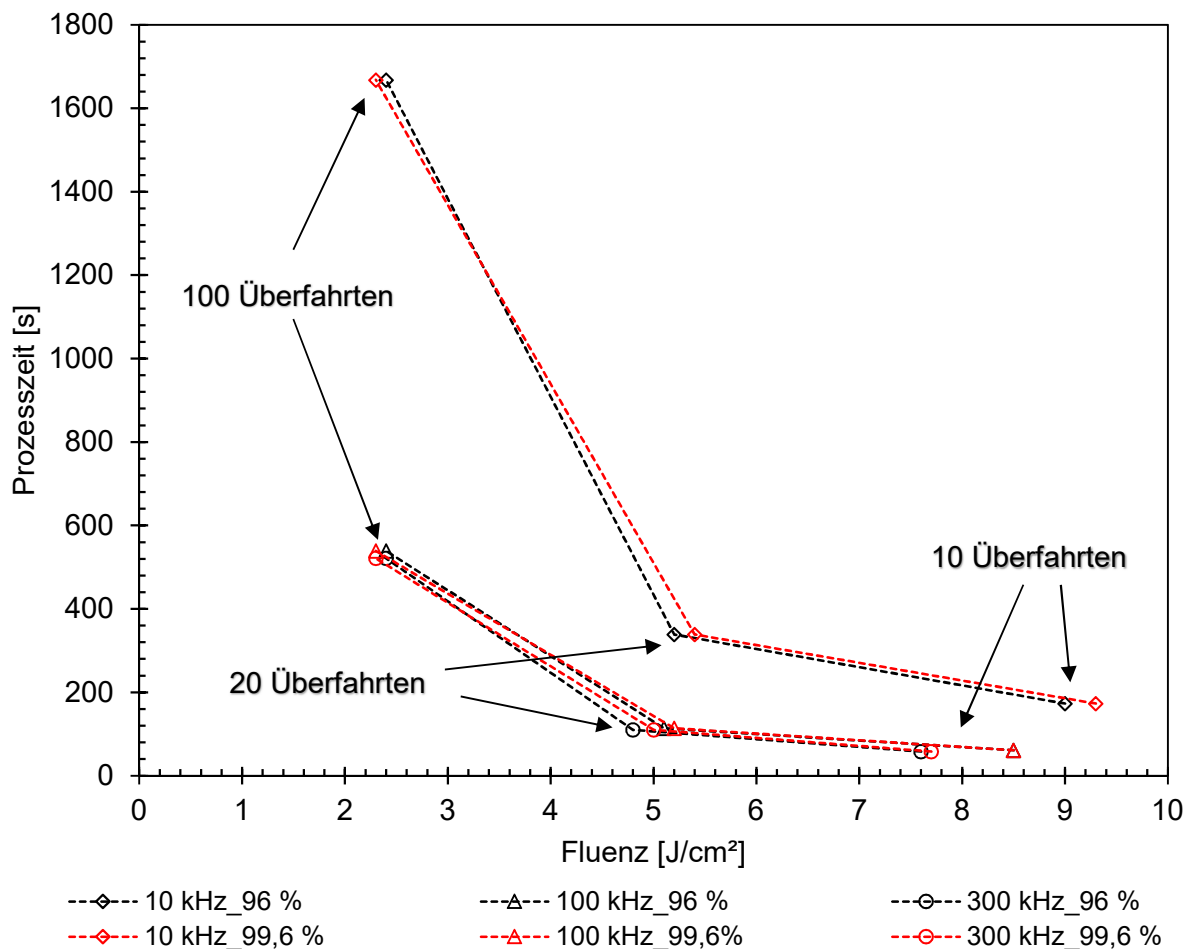


Abbildung 40: Dokumentierte Prozesszeit in Abhängigkeit der Fluenz.

Anhand Abbildung 40 wird ersichtlich, dass die Pulswiederholrate einen wesentlich größeren Einfluss auf die Prozesszeit hat als die Fluenz.

6.2.5 Abschließende Betrachtung

Anhand der durchgeführten Untersuchungen von Al_2O_3 -Keramik mit zwei Reinheitsgraden bezüglich Maßgenauigkeit, Oberflächenrauheit und Prozesszeit könnte durch Festlegung von Zielvorgaben ein Verfahrensfenster ermittelt werden, um den Zielvorgaben entsprechend optimale Bearbeitungsparameter zu gewährleisten. Die untersuchten Auswirkungen werden am Anhand eines Beispiels aufgezeigt.

Zielvorgaben:

- Werkstoff: Al_2O_3 -Keramik mit 99,6 % Reinheitsgrad
- Maßgenauigkeit: Maximal
- Oberflächenrauheit: $0,4 \mu\text{m}$
- Prozesszeit: minimal

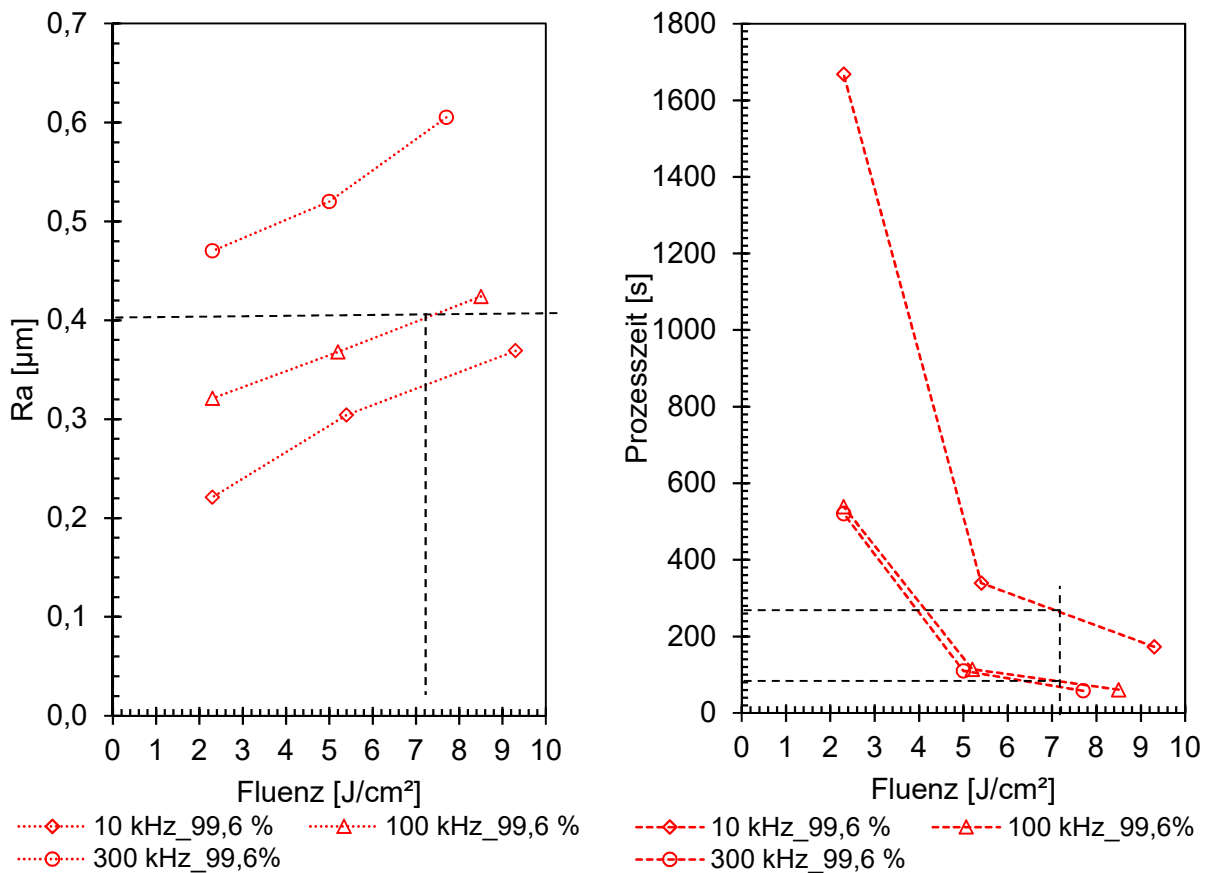


Abbildung 41: Ermittlung der Bearbeitungsparameter durch Zielvorgaben.

Anhand Schnittpunkte in Abbildung 41 bestimmten Bearbeitungsparameter:

- Fluenz: ca. $7,2 \text{ J/cm}^2$
- Pulswiederholrate:
 - 10 kHz benötigte Prozesszeit: ca. 260 Sekunden
 - 100 kHz benötigte Prozesszeit: ca. 80 Sekunden

Da mit steigender Pulswiederholrate die Maßgenauigkeit abnimmt, ist eine minimale Prozesszeit mit gleichzeitig maximaler Maßgenauigkeit nicht möglich. Schlussfolgernd ist die Priorität der Bearbeitungsparameter für eine endgültige Zielvorgabe entscheidend. Die Komplexität der Bauteilgeometrie nimmt ebenfalls Einfluss auf die Prozesszeit, wodurch die beiden ermittelten Prozesszeiten nur auf den erstellten Demonstrator zutreffen und müssten bei einer Änderung der Bauteilgeometrie neu ermittelt werden.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Ablationsschwelle sowie das Abtragverhalten von Al_2O_3 -Keramik mit 96 % bzw. 99,6 % Reinheitsgrad unter Variation der Pulsdauer, Fluenz, Mehrfachbestrahlung (Pulsanzahl) und Pulswiederholrate untersucht. Dazu wurde ein Ultrakurzpulslaser mit einer emittierenden Wellenlänge von 1028 nm verwendet. Die Ablationsschwelle wurde mithilfe der Durchmesserquadratmethode (J.M. Liu 1918) für die Pulsdauer 200 fs, 2 ps sowie 10 ps bestimmt, um Veränderungen des Ionisationsmechanismus unter Einbeziehung des Keldysh-Parameters untersuchen zu können. Die Pulswiederholrate betrug dabei 20 kHz, um Wärmeakkumulationseffekte zu minimieren. Zusätzlich wurde eine Mehrfachbestrahlung realisiert, wodurch die Untersuchung von Inkubationseffekten ermöglicht wurde.

Die ermittelte Ablationsschwelle verringerte sich mit steigender Mehrfachbestrahlung, bis bei einer Mehrfachbestrahlung von ca. 200 Pulsen eine Sättigung eintrat. Ebenso trat eine Verringerung der Ablationsschwelle mit kürzerer Pulsdauer ein. Unter Einbeziehung des Keldysh-Parameters konnte bei einer Pulsdauer von 200 fs ab ca. 11 J/cm^2 ein Regimewechsel der Ionisationsmechanismen festgestellt werden. Im direkten Vergleich beider Al_2O_3 -Keramiken wurden für 99,6 % Reinheitsgrad höhere Ablationsschwellen ermittelt als bei 96 % Reinheitsgrad.

Das Abtragverhalten beider Al_2O_3 -Keramiken wurde mit einer Pulsdauer von 2 ps sowie einer Variation der Fluenz ($1,4 \text{ J/cm}^2$ bis $8,4 \text{ J/cm}^2$), Pulswiederholrate (10 kHz bis 300 kHz) und Überfahrtenanzahl (10 bis 100 Überfahrten) bei einem definierten geometrischen Pulswiederhol- und Linienabstand von $5 \mu\text{m}$ untersucht. In diesem Parameterbereich wurden auf beiden Al_2O_3 -Keramiken Felder erzeugt, wodurch die Abtragtiefe in Abhängigkeit der verwendeten Bearbeitungsparameterkombination dokumentiert werden konnte.

Die Auswertung der Abtragtiefen ergab, dass zum einen bei größerer Fluenz die Abtragtiefe ansteigt, zum anderen durch Erhöhung der Pulswiederholrate Wärmeakkumulationseffekte auftreten, die ebenfalls eine Steigerung der Abtragtiefe hervorrufen.

Anhand der ermittelten Abtragtiefe pro Überfahrt konnten Fluenzen bestimmt werden, um bei einer bestimmten Anzahl an Überfahrten sowie Pulswiederholrate eine definierte Strukturtiefe von $100 \mu\text{m}$ zu erreichen. Für eine qualitative und quantitative Untersuchung wurden in Abhängigkeit von Fluenz zu Pulswiederholrate Demonstratoren erstellt.

Durch die erstellten Demonstratoren konnte festgestellt werden, dass bei niedriger Fluenz die Maßgenauigkeit anstieg, gleichzeitig der Flankenwinkel bei einer Bauteilgeometrie mit senkrechten Strukturwänden zunimmt. Eine weitere Untersuchung der Demonstratoren ergab, dass mit steigender Pulswiederholrate aufgrund Wärmeakkumulationseffekten die Maßgenauigkeit sinkt und die Oberflächenrauheit ansteigt. Des Weiteren sinkt die Oberflächenrauheit mit kleinerer Fluenz.

Anhand der ermittelten qualitativen und quantitativen Größen können durch Zielvorgaben optimale Verfahrensfenster ermittelt werden.

Abschließend kann zur Herstellung von Bauteilen aus Al_2O_3 -Keramik geschlussfolgert werden, dass die Ultrakurzzeitpuls-Laserbearbeitung sehr großes Potential in Strukturgrößen und Bauteilkomplexität hat, die durch Verfahren der Mikrosystemtechnik sowie spanenden Verfahren nicht realisierbar sind. Ein entscheidender Vorteil gegenüber anderen Bearbeitungsverfahren liegt im verschleißfreien Werkzeug, hohen Flexibilität und eine um Faktor 18 (5 m/min Fräsen, 90 m/min Laserbearbeitung bei 300 kHz Pulswiederholrate und 5 μm geometrischer Pulswiederholabstand) größere Bearbeitungsgeschwindigkeit.

In dieser Arbeit konnte aber auch gezeigt werden, dass die Laserbearbeitung keine exakt senkrechten Strukturinnenwände erzeugen kann. Um diesen Nachteil zu minimieren, könnten weitere Versuche realisiert werden, bei denen der geometrische Pulswiederhol- und Linienabstand unter Berücksichtigung von Wärmeakkumulationseffekten verkleinert wird. Auch eine Untersuchung der Laserbearbeitung von Al_2O_3 -Keramik mit unterschiedlichen Wellenlängen und der sich dadurch verändernde Absorptionsgrad bzw. Ionisationsmechanismus kann zur Optimierung des Verfahrens beisteuern.

Des Weiteren könnte die Modifizierung der Keramikoberfläche durch Ultrakurzzeitpuls-Laserbearbeitung untersucht werden, um bestimmte Eigenschaften wie z.B. Hydrophobierung oder definierte Haftungs- bzw. Reibungseigenschaften zu generieren.

8 Literatur

- [1] HASYLAB, *Multiphoton Ionization – New Opportunities at FLASH*, http://wof-cluster.desy.de/sites/site_photonscience/content/e58/e186104/e186825/e186879/index_print_eng.html **2013**. Aufgerufen: 09.07.2016.
- [2] U. Hilleringmann, *Mikrosystemtechnik: Prozessschritte, Technologien, Anwendungen*, B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, Wiesbaden **2006**.
- [3] U. Draugelates, R. Reiter, *Hartbearbeitung von Industriekeramik*, Springer Berlin Heidelberg **2001**.
- [4] *Diamantbestückter Fräser 2 mm*, http://www.dremeleurope.com/ch/de/diamantbestueckerfraeser2mm-111-ocs-p/;jsessionid=96E139F7C24EF7BF257374EE17F400C1.sl171-vm_1. Aufgerufen: 05.07.2016.
- [5] *Hufschmied - GRAPHIT-LINE P100G PKD-Torusfräser Z2 gerade - rechtsschneidend*, <https://www.hufschmied.net/shop-artikelliste/line/graphit-line/gruppe/P100G.html>. Aufgerufen: 02.07.2016.
- [6] D. Strtak, *VHM-Fräserkatalog 2006*.
- [7] Schütz Dental GmbH, *Radiusfräser, 0,6 mm, Diamant-Beschichtung, Zirkonoxid für Tizian Cut 5 Smart | Tizian Cut 5 smart | Fräser | CAD/CAM | Zahntechnik | Schütz Dental Group*, <https://www.schuetz-dental.de/de/produkte/zahntechnik/cadcam/fraeser/tizian-cut-5-smart/2726/radius-cutter-0-6-mm-diamond-coating-zirconium-dioxide-for-tizian-cut-5-smart>. Aufgerufen: 06.09.2016.
- [8] in *Fertigungsverfahren 3: Abtragen, Generieren Lasermaterialbearbeitung*, Springer Berlin Heidelberg. Berlin, Heidelberg **2007**.
- [9] W. König, *Fertigungsverfahren 3: Abtragen und Generieren*, Springer Berlin Heidelberg **2013**.
- [10] H.-J. Bargel, G. Schulze, *Werkstoffkunde*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg **2008**.
- [11] *Halbleiter - elektro-archiv.de*, <http://www.elektro-archiv.de/?artikel=Halbleiter>. Aufgerufen: 01.07.2016.

- [12] R. Paschotta, *Encyclopedia of laser physics and technology*, Wiley-VCH; [John Wiley, distributor], Weinheim, Chichester **2008**.
- [13] I. N. Bronštejn, G. Musiol, H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 6th ed., Deutsch, Frankfurt am Main **2005**.
- [14] P. Simon, S. Szatmári, H. Gerhardt, *Opt. Lett., Intensity-dependent loss properties of window materials at 248 nm* **1989**, 14 (21), 1207.
- [15] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, *Feuerwerk im Edelgascluster*, http://www.desy.de/infos__services/presse/pressemitteilungen/2002/pm_041202/index_ger.html. Aufgerufen: 07.07.2016.
- [16] J. Bliedtner, H. Müller, A. Barz, *Lasermaterialbearbeitung*, Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, München **2013**.
- [17] Y. Jee, M. F. Becker, R. M. Walser, *J. Opt. Soc. Am. B, Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces* **1988**, 5 (3), 648.
- [18] S. Baudach, J. Bonse, W. Kautek, *Applied Physics A, Ablation experiments on polyimide with femtosecond laser pulses* **1999**, 69 (1), S395-S398.
- [19] I. V. Hertel, C.-P. Schulz, *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*, Springer-Lehrbuch, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg **2008**.
- [20] M. Göppert, *Naturwissenschaften, Über die Wahrscheinlichkeit des Zusammenwirkens zweier Lichtquanten in einem Elementarakte*, 17 (48), 932.
- [21] V. S. Popov, *Phys.-Usp., Tunnel and multiphoton ionization of atoms and ions in a strong laser field (Keldysh theory)* **2004**, 47 (9), 855.
- [22] E. Cormier et al., *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics, ATI of complex systems* **2003**, 26 (1), 83.
- [23] P. Kaminski, *Untersuchungen der Wellenlängenabhängigkeit von Ionisationsprozessen von Xenon und Krypton in starken ultra-kurzen Laserfeldern*, https://www.researchgate.net/publication/29756924_Untersuchungen_der_Wellenlängenabhängigkeit_von_Ionisationsprozessen_von_Xenon_und_Krypton_in_starken_ultra-kurzen_Laserfeldern. Aufgerufen: 09.07.2016.
- [24] H. J. Kull, *Laserphysik: Physikalische Grundlagen des Laserlichts und seiner Wechselwirkung mit Materie*, De Gruyter **2015**.

- [25] M. V. Fedorov, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, L. V. Keldysh's "Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave" and modern physics of atomic interaction with a strong laser field **2016**, 122 (3), 449.
- [26] A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, G. Paltauf, *Applied Physics B, Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues* **2005**, 81 (8), 1015.
- [27] M. Bonn, D. Denzler, S. Funk, *Phys. Rev. B, Ultrafast electron dynamics at metal surfaces: Competition between electron-phonon coupling and hot-electron transport* **2000**, 61 (2), 1101.
- [28] *Light Conversion Ltd | PHAROS laser*, <http://www.lightcon.com/products/product.php?ID=28>.
- [29] *Qioptiq Q-Shop | F-Theta-Ronar Objektive 1064/1030-1080 nm | Online kaufen!*, <http://www.qioptiq-shop.com/Praezisionsoptik/LINOS-Laseroptik/LINOS-F-Theta-Ronar-Objektive/F-Theta-Ronar-Objektive-1064-1030-1080-nm.html>. Aufgerufen: 12.07.2016.
- [30] E. Wiberg, N. Wiberg, *Lehrbuch der anorganischen Chemie*, 101st ed., Walter de Gruyter, Berlin **1995**.
- [31] T. Gerthsen, *Anorganische Chemie für Werkstoffe und Verfahren*, Chemie für den Maschinenbau, / Tarsilla Gerthsen ; 1, Technische Informationsbibliothek u. Universitätsbibliothek; Univ.-Verl., Hannover, Karlsruhe, Baden **2006**.
- [32] J. M. Liu, *Opt. Lett., Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes* **1982**, 7 (5), 196.
- [33] W. Perrie A. Rushton. M. Gill, P. Fox, W. O'Neill, *4th International Conference on Photo-Excited Processes and Applications4-ICPEPA, Femtosecond laser microstructuring of alumina ceramic* **2005**, 248 (1–4), 213.

Anlagen

Anlage 1: Werkstoffeigenschaften.....	A-I
Anlage 2: Messinstrumente.....	A-II
Anlage 3: Ablationskrater.....	A-III
Anlage 4: Ablationsschwellen.....	A-XIV
Anlage 5: Strukturtiefe, Rauheit, Prozesszeit.....	A-XV
Anlage 6: Maßgenauigkeit REM-Aufnahmen.....	A-XVI
Anlage 7: Maßangaben Demonstrator.....	A-XXIII
Anlage 8: Maßgenauigkeit Auswertung.....	A-XXIV

Anlage 1: Werkstoffeigenschaften

Werkstoff-Eigenschaften Rubalit® und Alunit®

Eigenschaften	Einheit	Bereich	Rubalit® 708 D 96 % Al ₂ O ₃	Rubalit® 708S C 96 % Al ₂ O ₃	Rubalit® 708HP C 96 % Al ₂ O ₃	Rubalit® 710F C 99,6 % Al ₂ O ₃	Alunit® AIN 170 C	Alunit® AIN 170 D	Alunit® AIN 200 C
Materialklasse nach DIN EN 60672	—		C 795	C 795	C 795	C 799	C 910	C 910	C 910
Oberflächen- rauigkeit R _{as} as fired	µm	≤	0,80	0,60	0,60	0,1	0,80	0,80	0,80
Rohdichte	g/cm ³	≥	3,73	3,73	3,73	3,86	3,23	3,23	3,23
Biegefestigkeit, Doppelringmethode: • 0,63 mm Substrat, Ringe 6/12 mm • 1,00 mm Substrat, Ringe 7/14 mm	MPa	≥	300	450	450		320		300
	MPa	≥	300					280	
Längenausdehnungs- koeffizient									
100–200 °C	10 ⁻⁶ /K	+/-		6,00–8,00	6,00–8,00	7,00–7,60	3,70–5,70	3,70–5,70	3,70–5,70
100–300 °C	10 ⁻⁶ /K	+/-		6,00–8,00	6,00–8,00	7,10–7,70	3,70–5,70	3,70–5,70	3,70–5,70
100–600 °C	10 ⁻⁶ /K	+/-		6,70–8,70	6,70–8,70	7,60–8,20	4,50–5,90	4,50–5,90	4,50–5,90
100–800 °C	10 ⁻⁶ /K	+/-		7,00–9,00	7,00–9,00	7,80–8,60	4,80–6,20	4,80–6,20	4,80–6,20
Dielektrizitätszahl 2 mm Dicke, R _s ≤ 0,4 µm 1 GHz / 10 MHz / 100 MHz		+/-	8,3–11,3	8,3–11,3	8,3–11,3	8,5–11,5	7,2–9,8	7,2–9,8	7,2–9,8
Dielektrischer Verlustfaktor 2 mm Dicke, R _s ≤ 0,4 µm 1 GHz / 10 MHz / 100 MHz	10 ⁻³	≤	10,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
Durchschlags- festigkeit 0,635 mm Dicke	kV/mm	≥		15,0	15,0	15,0	15,0		15,0
E-Modul	GPa	≥		300	300	300	320	320	320
Spezifische Wärme 20 °C 100 °C	J/kg K J/kg K	≥	0,70 0,85				0,60 0,72	0,60 0,72	0,60 0,72
Wärmeleitfähigkeit 20 °C	W/m K	≥	24	22	22	25	170	170	200
Spezifischer Durch- gangswiderstand 20 °C 200 °C 400 °C 600 °C	Ω x cm Ω x cm Ω x cm Ω x cm	≥		10 ¹³ 10 ¹¹ 10 ⁹ 10 ⁷	10 ¹³ 10 ¹¹ 10 ⁹ 10 ⁷	10 ¹³ 10 ¹¹ 10 ¹⁰ 10 ⁹	10 ¹⁴ 10 ¹³ 10 ¹² 10 ⁹	10 ¹⁴ 10 ¹³ 10 ¹² 10 ⁹	10 ¹⁴ 10 ¹³ 10 ¹² 10 ⁹
Wasseraufnahme- vermögen	%	≤	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
Kommentar							Die Genauigkeit der Wärmeleitfähigkeitsmessung beträgt +/- 10 %. Die Genauigkeit der Wasserabsorptionsmessung beträgt +/- 0,15 %	Die Genauigkeit der Wärmeleitfähigkeitsmessung beträgt +/- 10 %	Die Genauigkeit der Wärmeleitfähigkeitsmessung beträgt +/- 10 %

C = Casted D = Dry Pressed

Kennwerte keramischer Werkstoffe

Zur Charakterisierung keramischer Werkstoffe werden bestimmte Kenngrößen angegeben. Die kristalline Natur der Keramik, statistische Schwankungen der Zusammensetzung und Einflüsse des Produktionsprozesses bedingen, dass die

angegebenen Kenngrößen typische Mittelwerte darstellen. Die in diesem Datenblatt aufgeführten Werkstoff-Kennwerte können daher nur Richtwerte sein, die bei anderen Abmessungen und Herstellungsverfahren abweichen.

Abbildung 42: Werkstoffeigenschaften der verwendeten Keramiken Rubalit 708S-C bzw. 710F-C.

Anlage 2: Abtraggrößenaufnahme

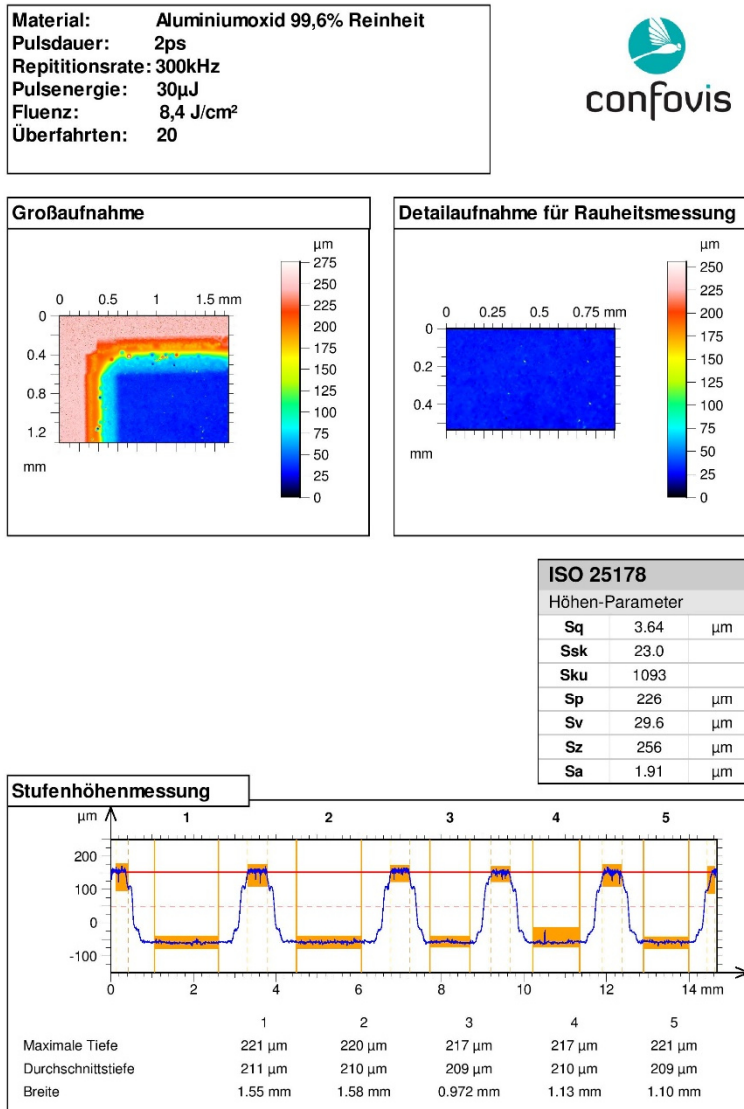
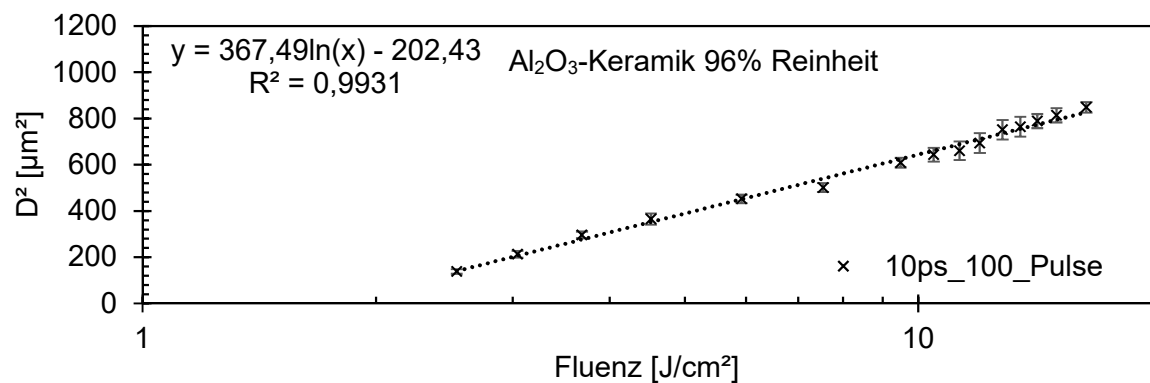
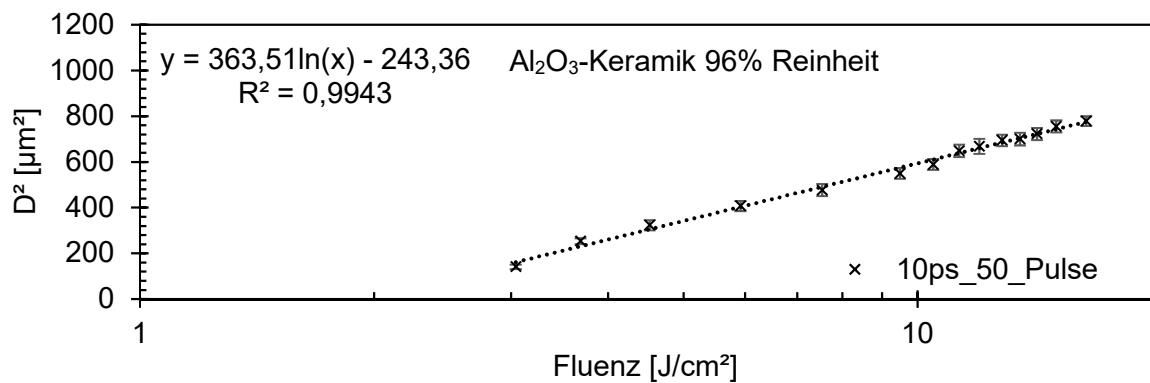
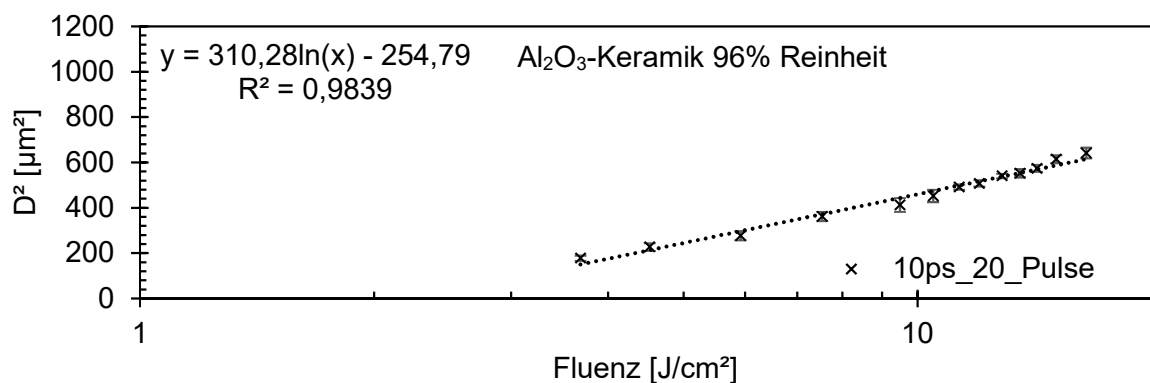
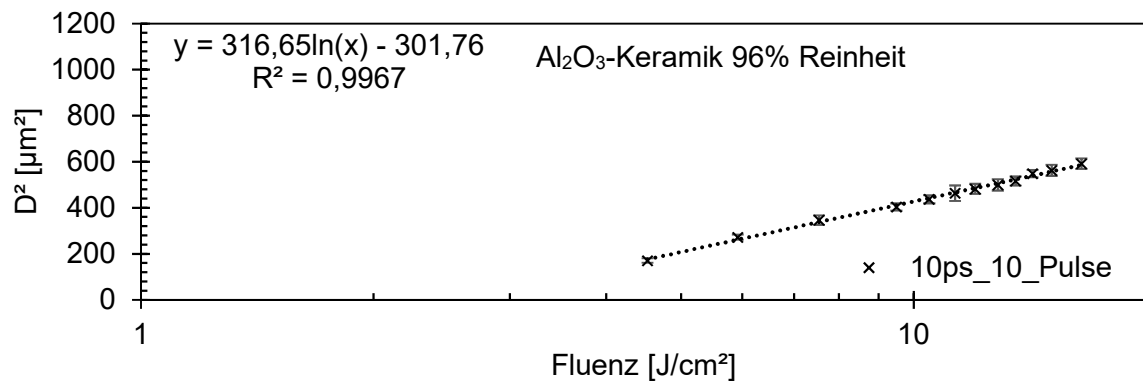
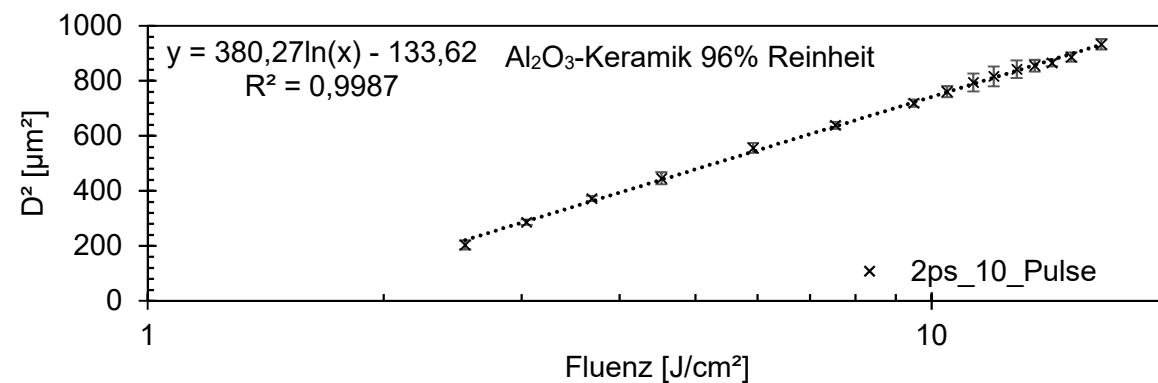
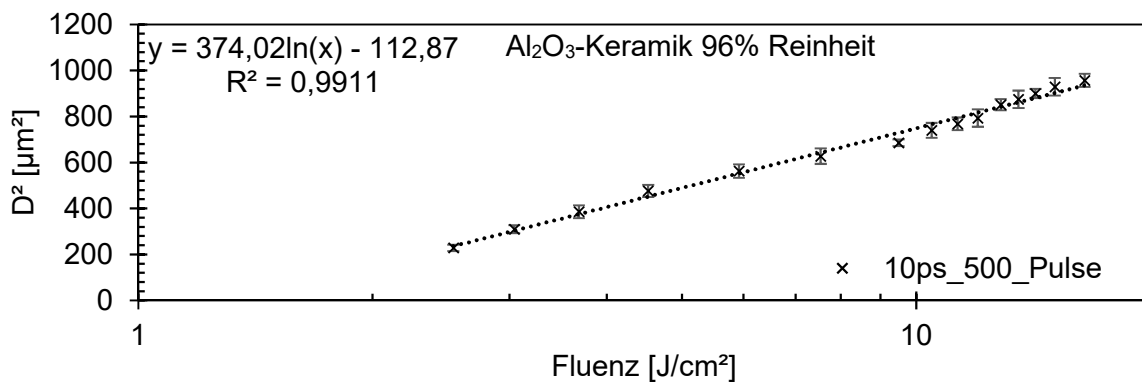
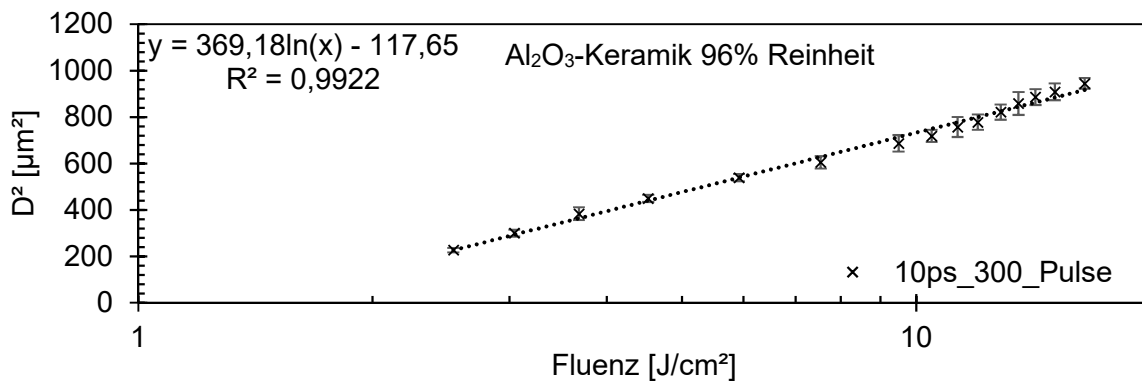
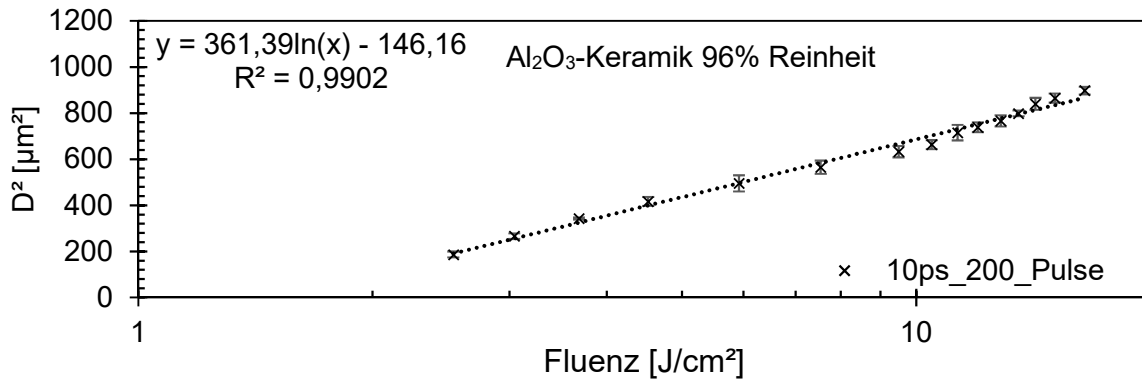
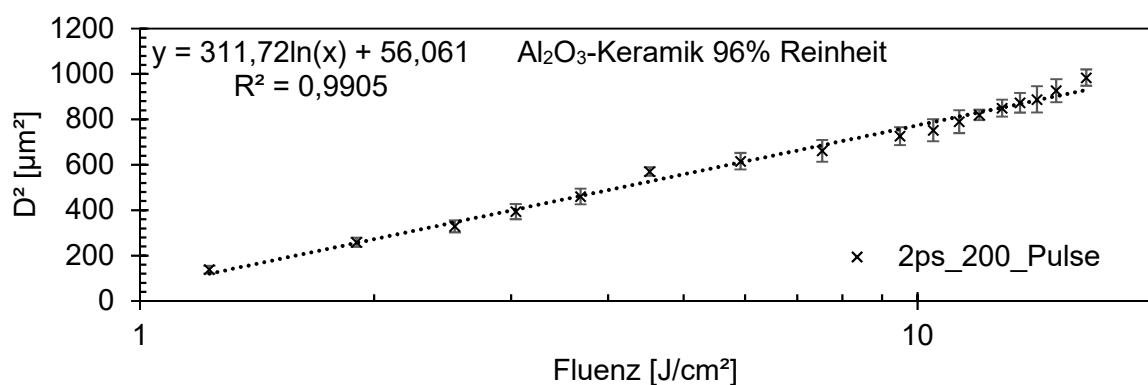
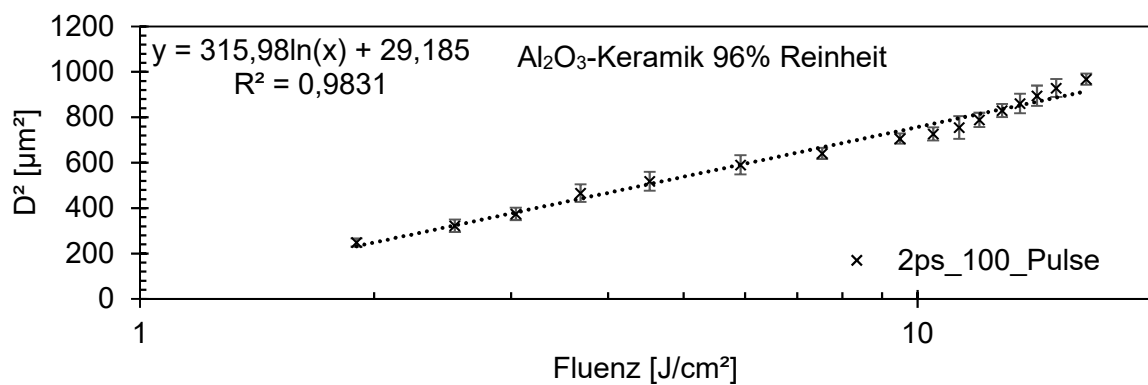
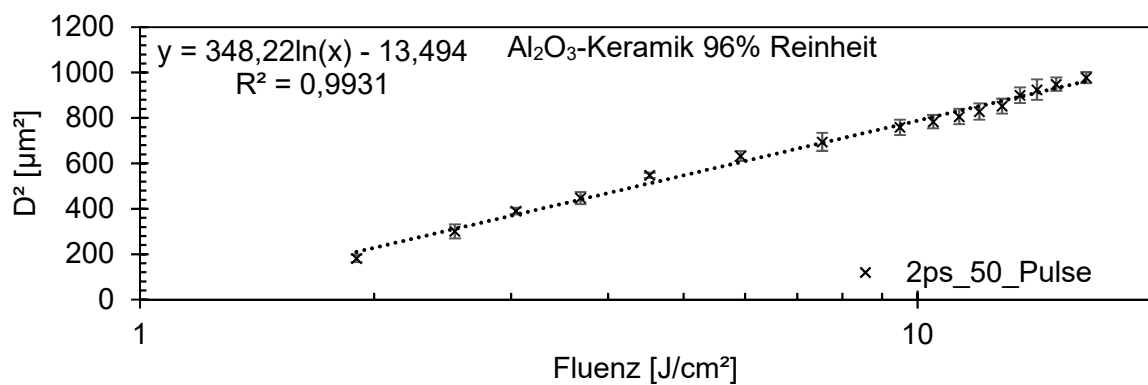
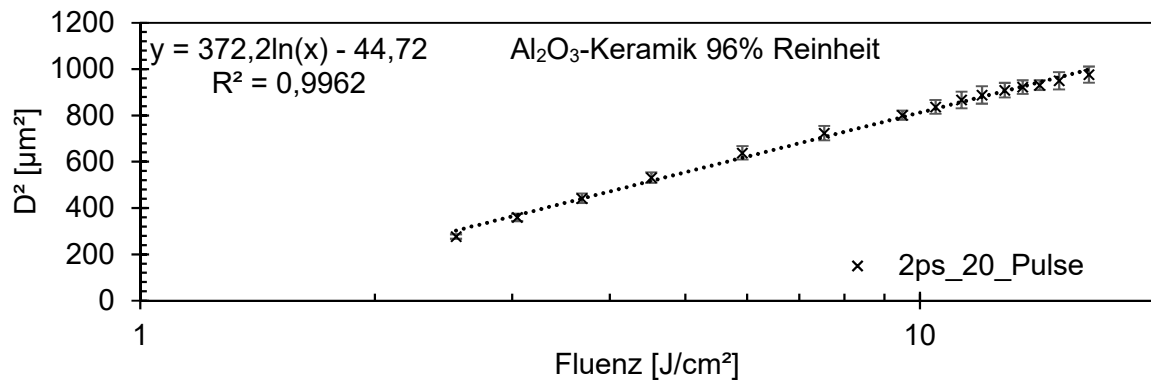


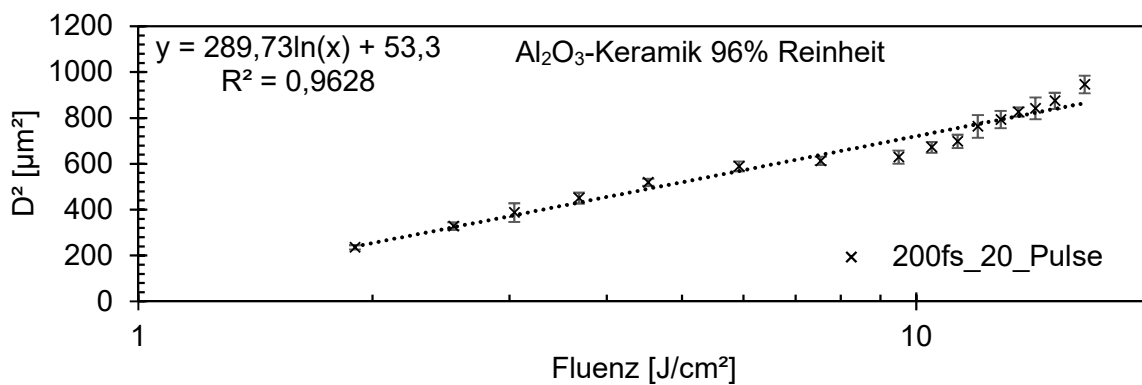
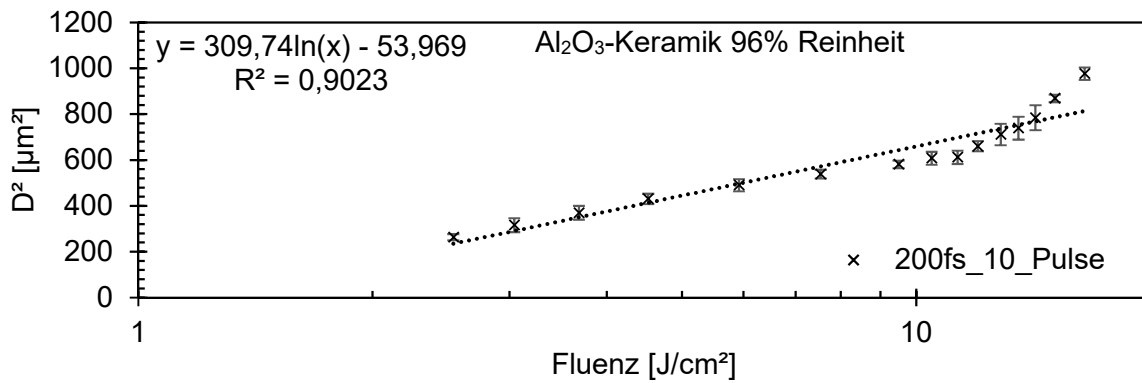
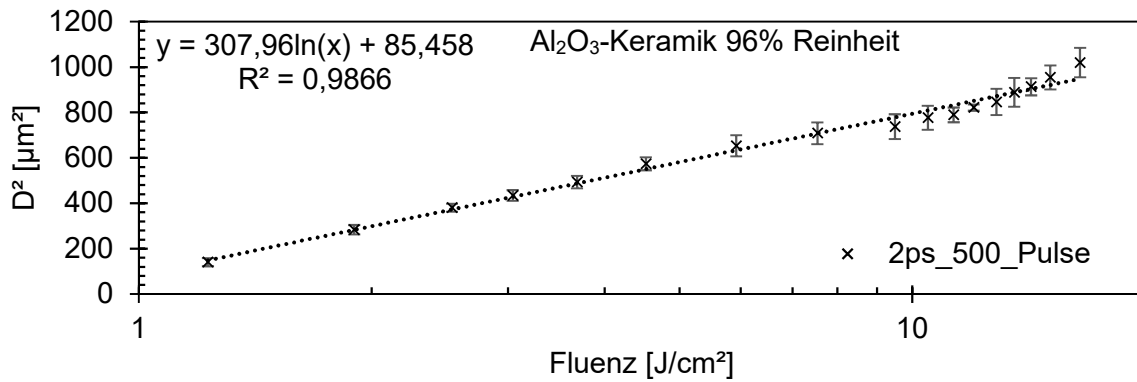
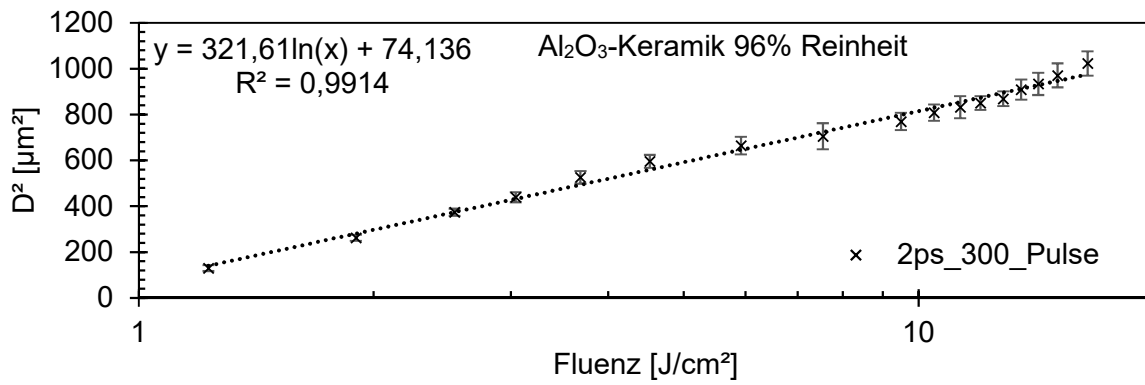
Abbildung 43: Exemplarische Darstellung der Abtragtiefenmessung.

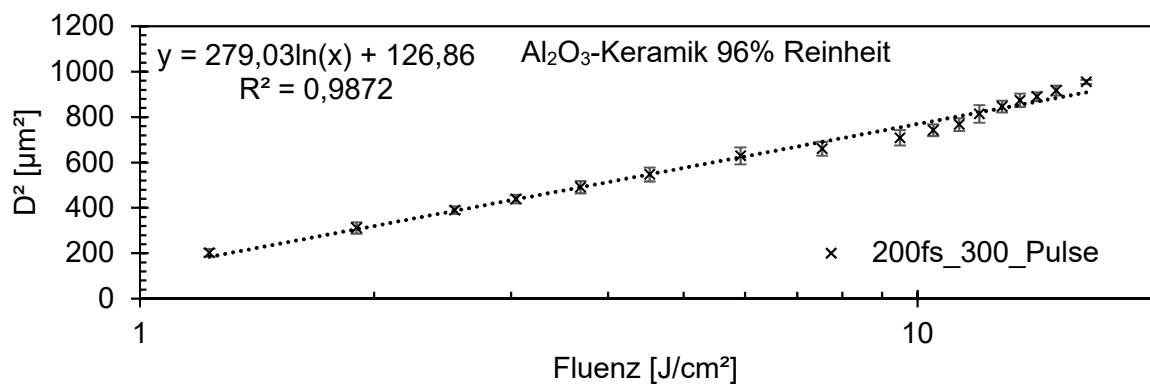
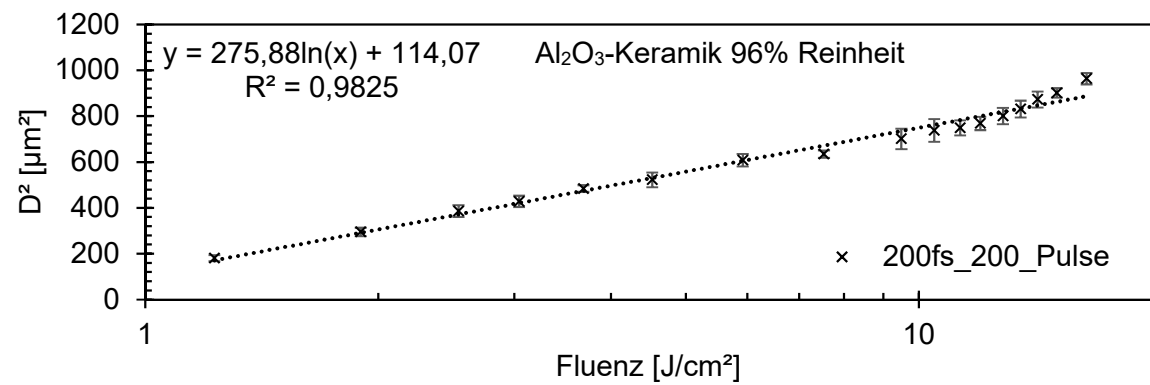
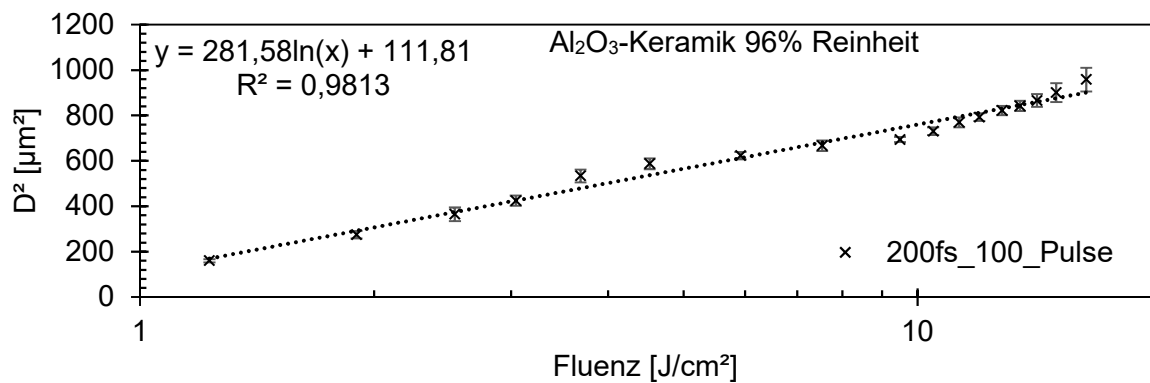
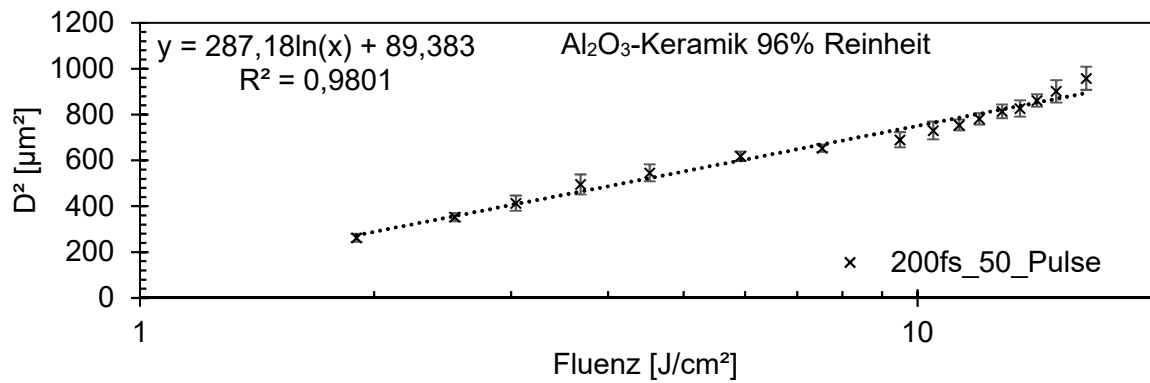
Anlage 3: Ablationskrater

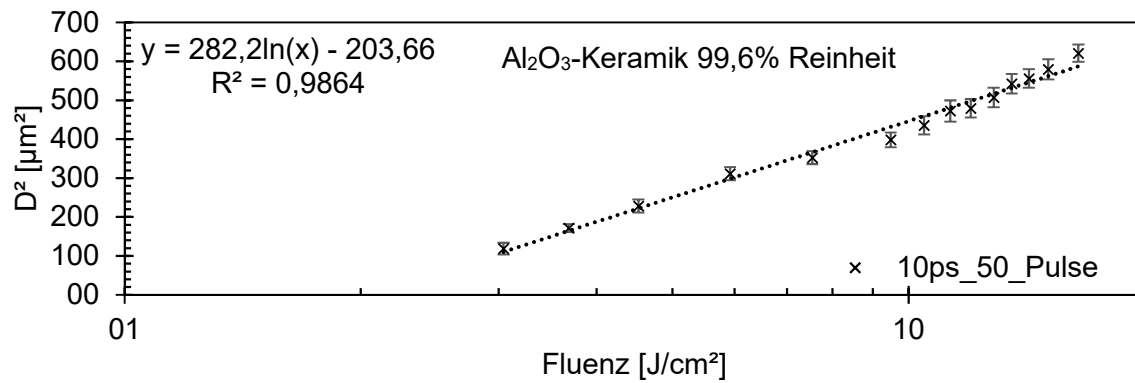
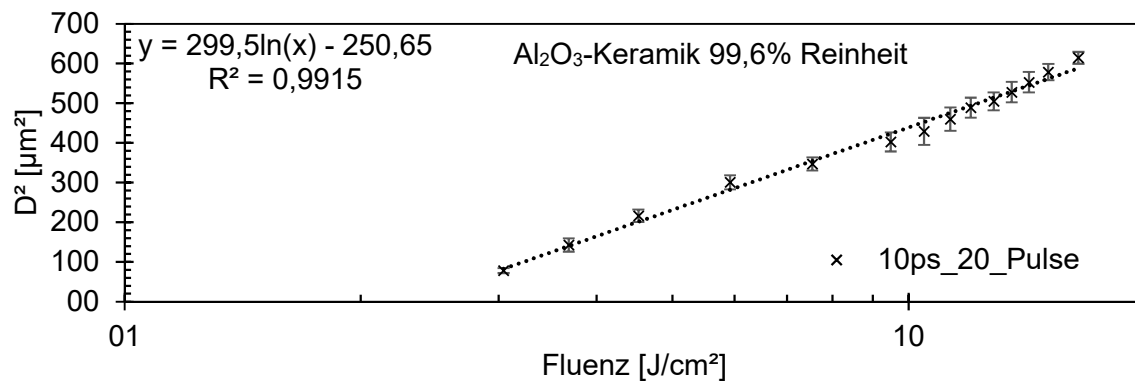
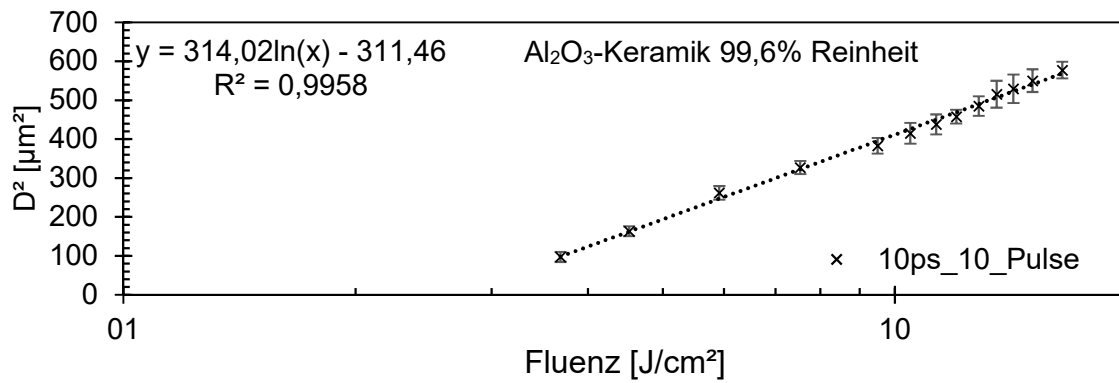
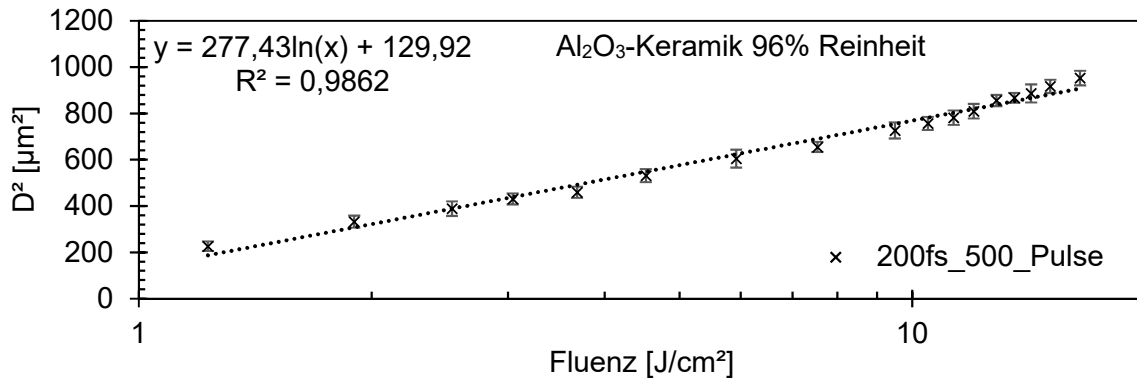


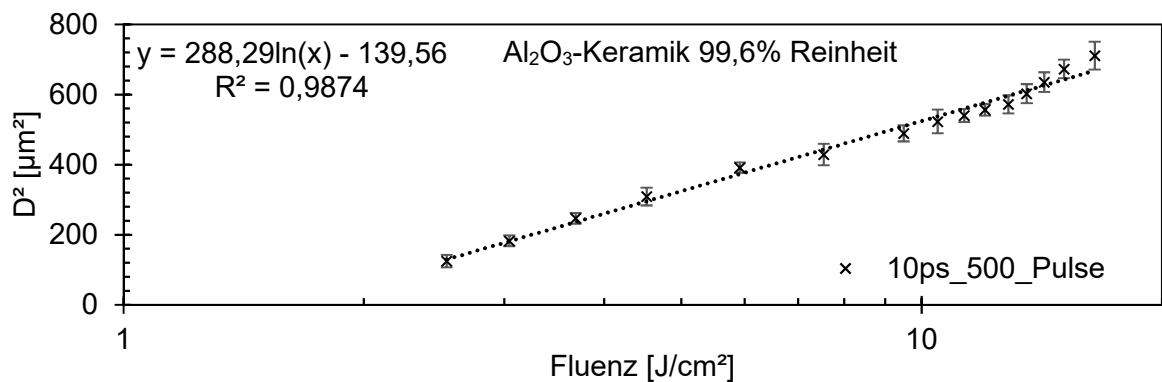
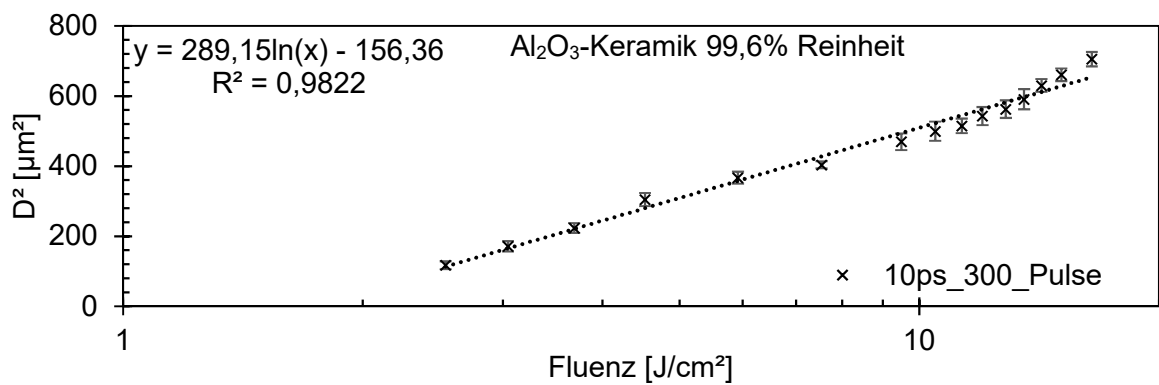
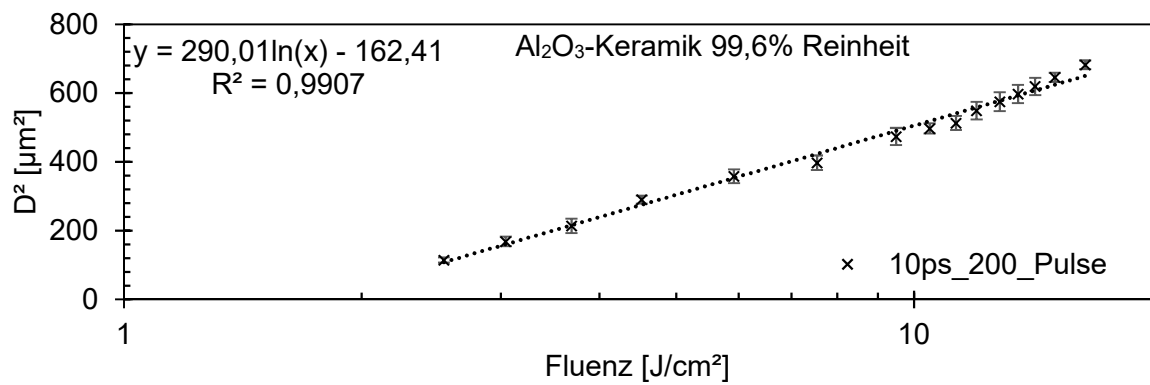
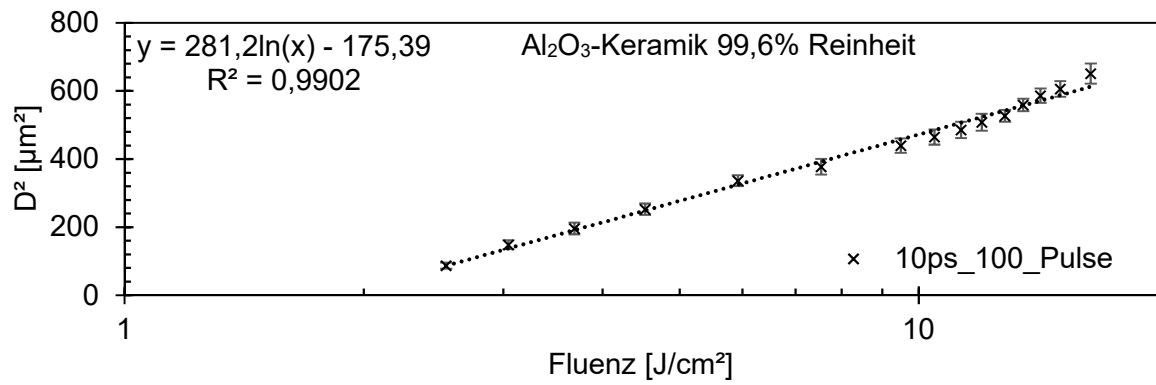


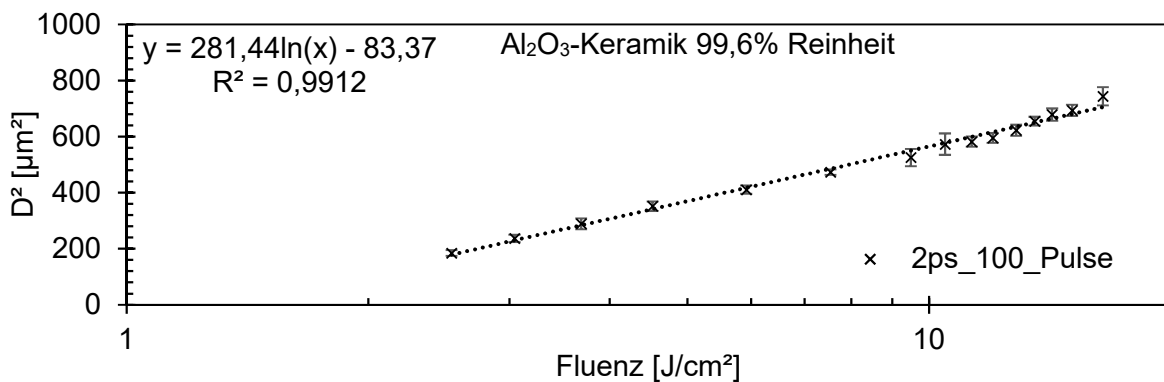
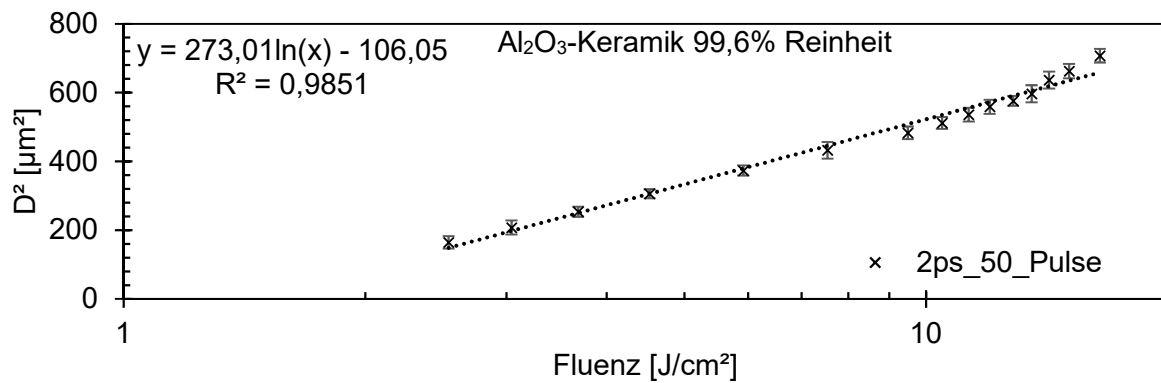
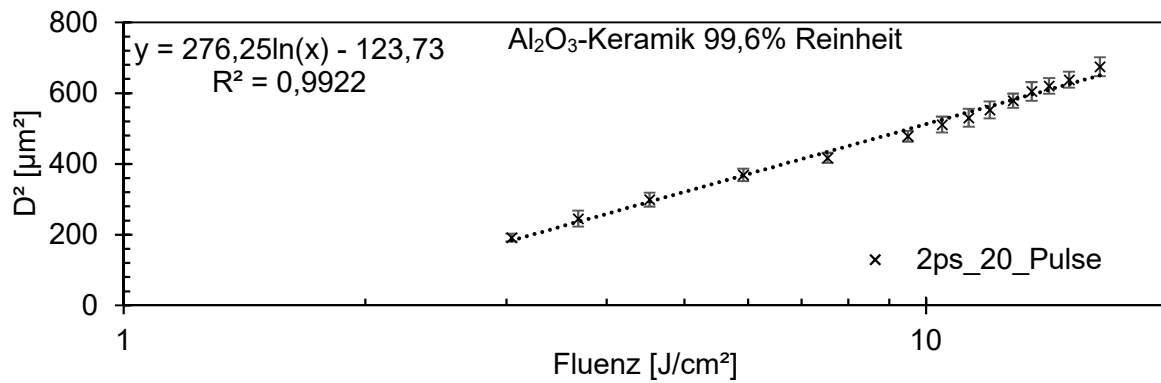
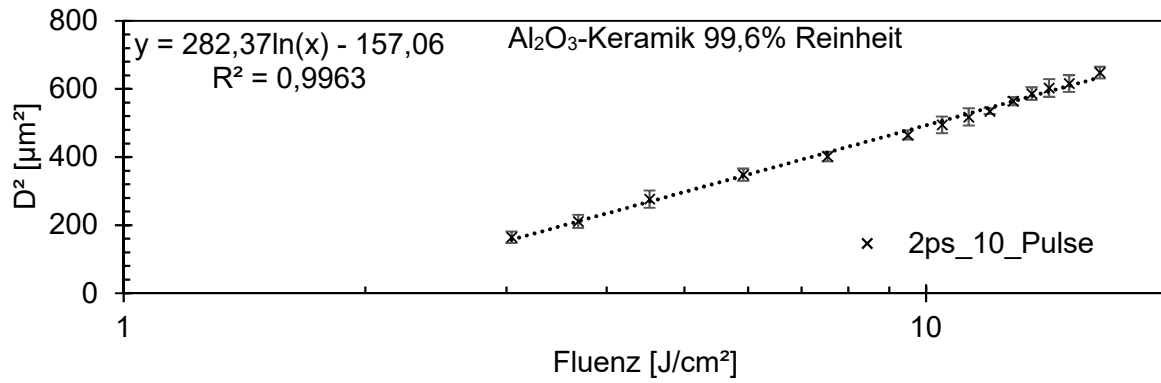


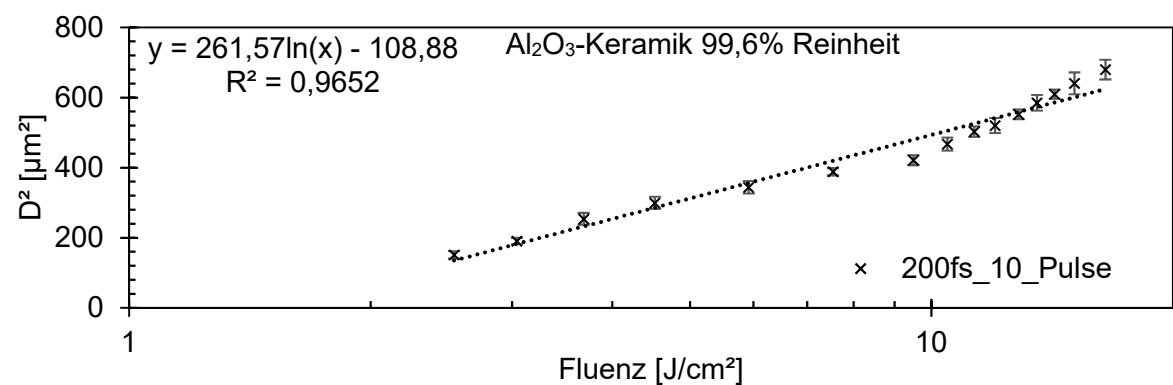
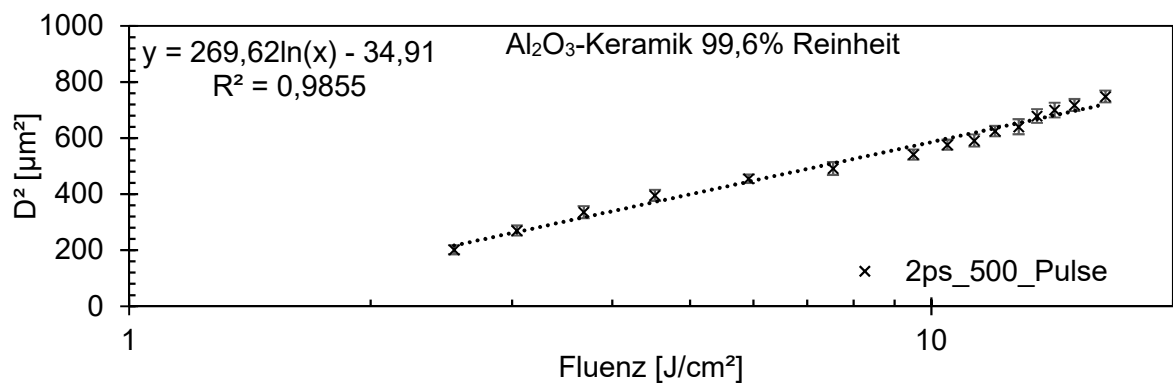
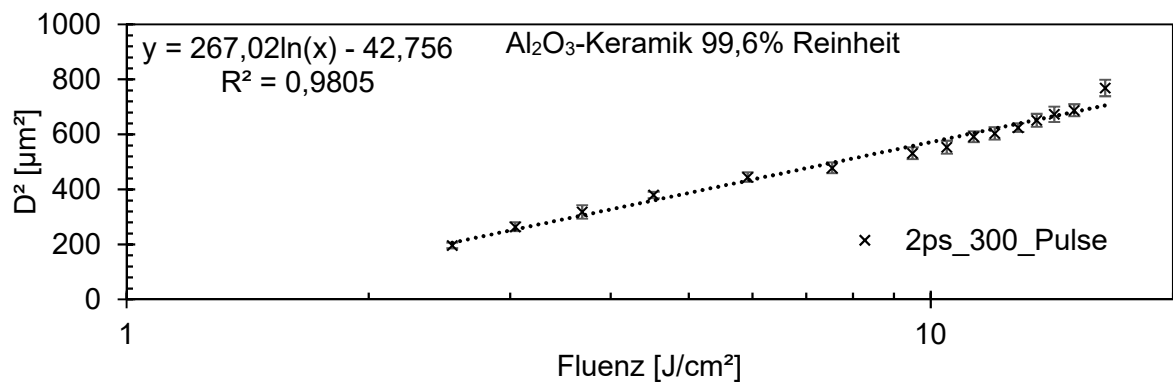
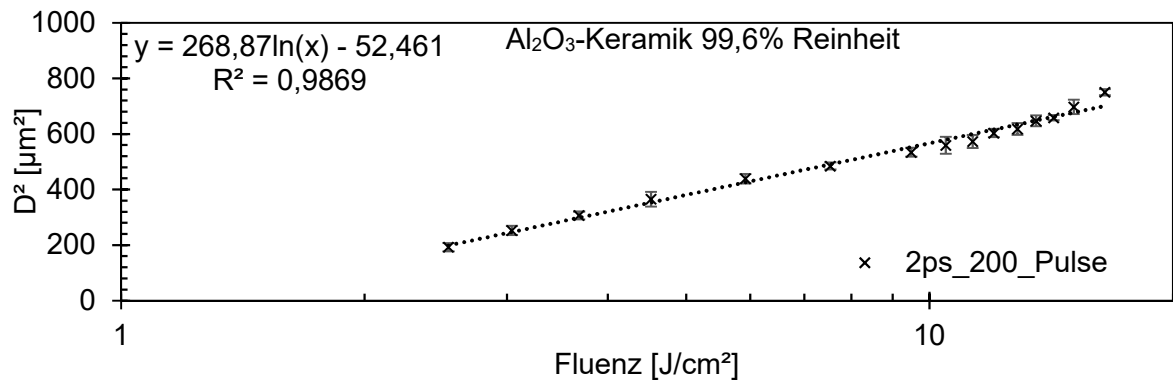


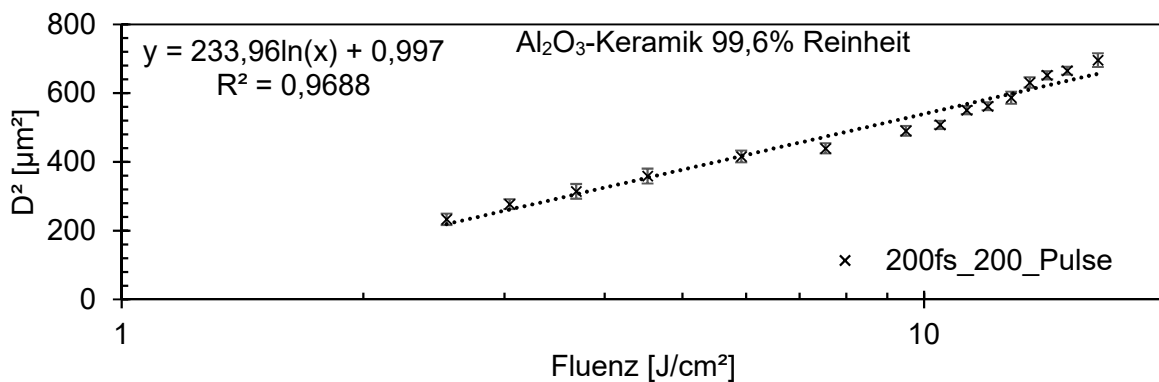
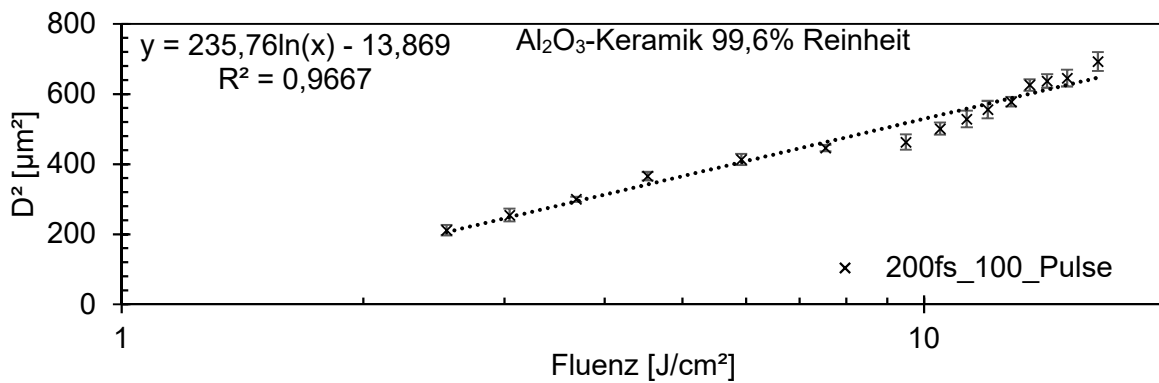
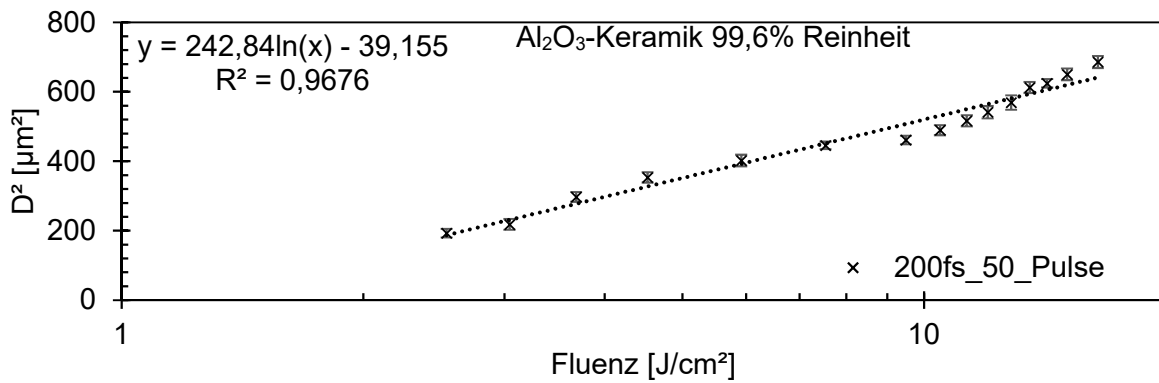
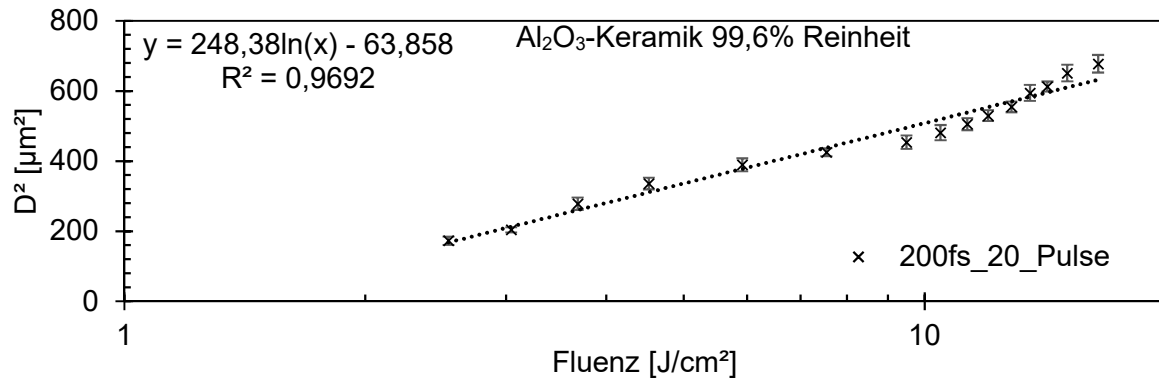


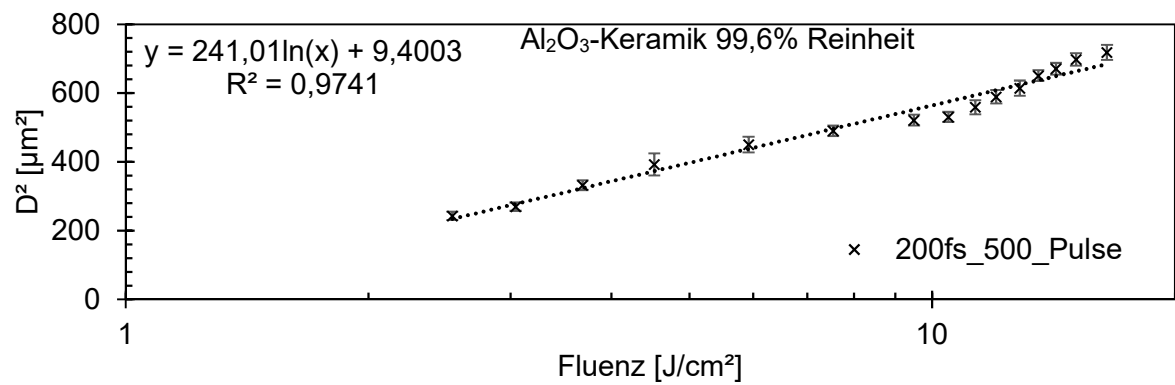
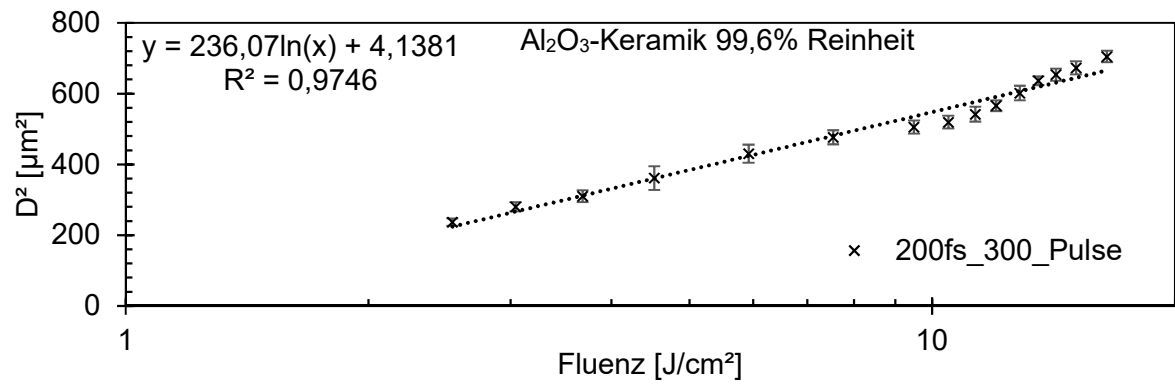












Anlage 4: Ablationsschwellen

Tabelle 4: Ablationsschwellen beider Al₂O₃-Keramiken.

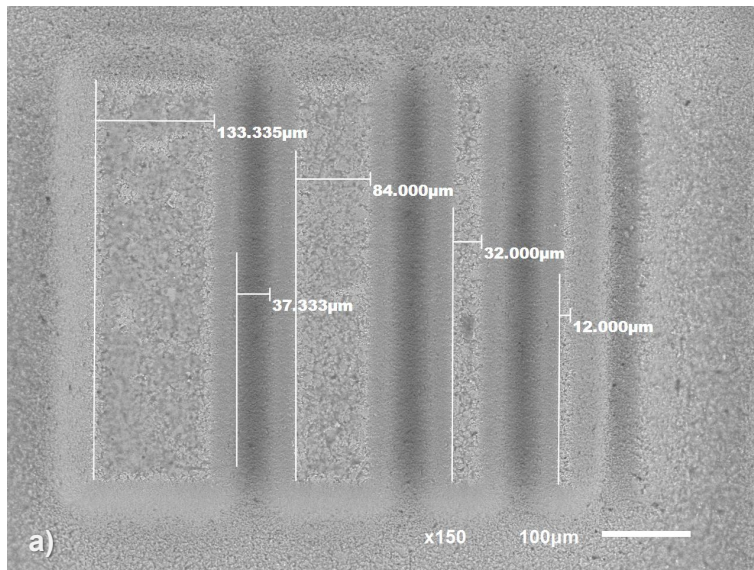
96% Reinheit			99,6% Reinheit		
Puls-dauer	Pulsan-zahl	Ablationsschwelle [J/cm ²]	Puls-dauer	Pulsan-zahl	Ablationsschwelle [J/cm ²]
10ps	10	2,59	10ps	10	2,70
	20	2,27		20	2,31
	50	1,95		50	2,06
	100	1,73		100	1,87
	200	1,50		200	1,75
	300	1,38		300	1,72
	500	1,35		500	1,62
2ps	10	1,42	2ps	10	1,74
	20	1,13		20	1,57
	50	1,04		50	1,47
	100	0,91		100	1,34
	200	0,84		200	1,22
	300	0,79		300	1,17
	500	0,76		500	1,14
200fs	10	1,19	200fs	10	1,52
	20	0,83		20	1,29
	50	0,73		50	1,17
	100	0,67		100	1,06
	200	0,66		200	1,00
	300	0,63		300	0,98
	500	0,63		500	0,96

Anlage 5: Strukturtiefe, Rauheit, Prozesszeit

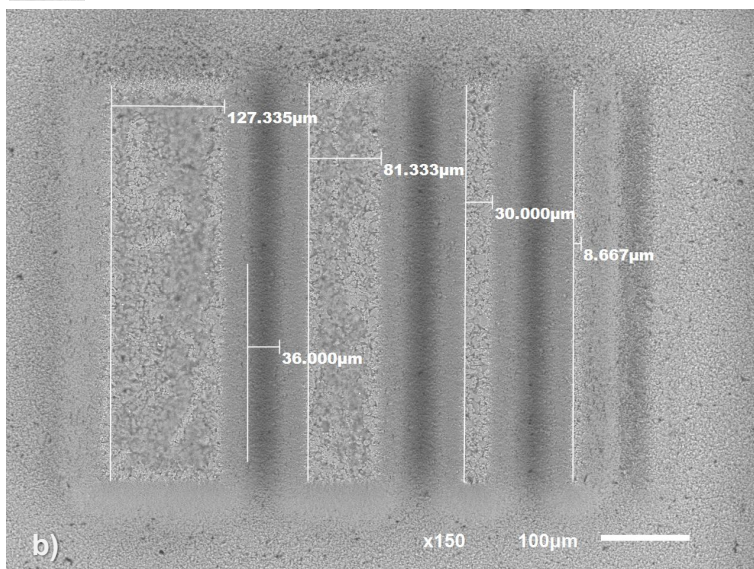
Tabelle 5: Ermittelte Kenngrößen für Strukturtiefe, Rauheit und Prozesszeit in Abhängigkeit laserseitiger Parameterwahl für beide Al₂O₃-Keramiken.

Reinheitsgrad	Pulswiederholrate [kHz]	Anzahl Überfahrten	Prozesszeit [s]	Strukturtiefe [µm]	Standardabweichung [µm]	Oberflächenrauheit Ra [µm]
96%	10	10	173	102,2	1,1	0,741
		20	339	108,6	0,9	0,652
		100	1668	102,6	0,9	0,584
	100	10	61	103,2	1,1	0,905
		20	114	107,0	1,4	0,811
		100	539	99,6	1,3	0,617
	300	10	58	100,7	0,9	1,120
		20	110	106,4	0,6	0,952
		100	521	103,4	0,6	0,858
99,6%	10	10	173	103,8	0,5	0,369
		20	339	108,2	0,8	0,304
		100	1668	94,6	1,1	0,221
	100	10	61	108,0	1,0	0,424
		20	114	111,2	1,1	0,368
		100	539	97,6	1,1	0,321
	300	10	58	104,0	1,3	0,605
		20	110	110,0	0,7	0,520
		100	521	97,4	0,7	0,470

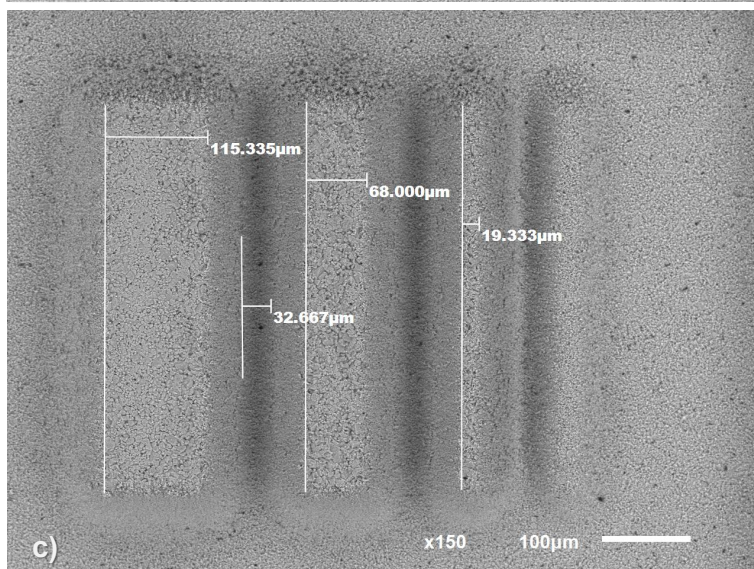
Anlage 6: Maßgenauigkeit REM-Aufnahmen



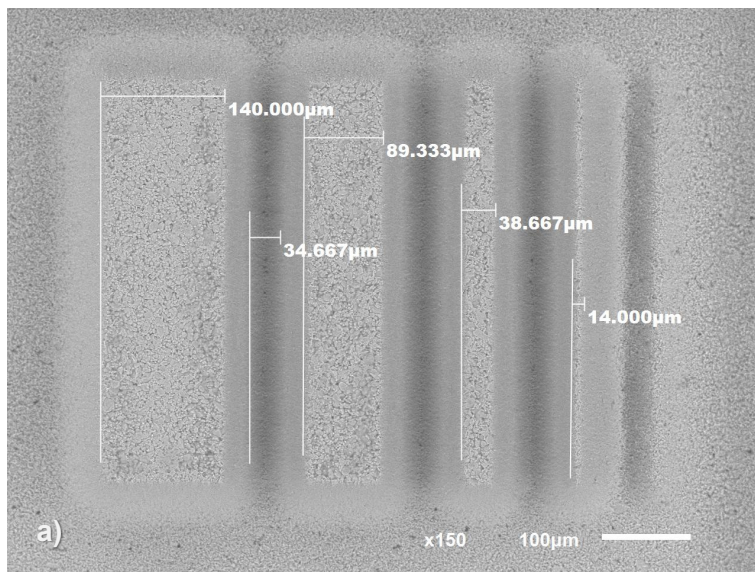
- a) 96% Reinheit
10 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
9 J/cm² Fluenz



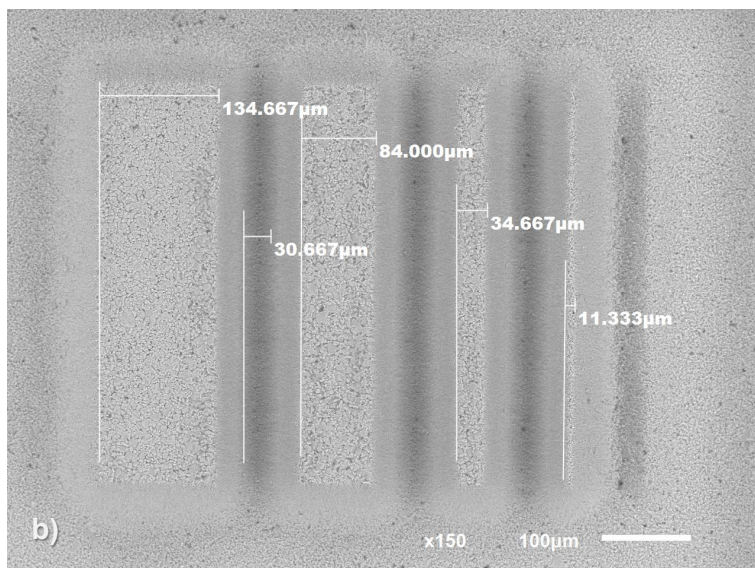
- b) 96% Reinheit
10 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
8,5 J/cm² Fluenz



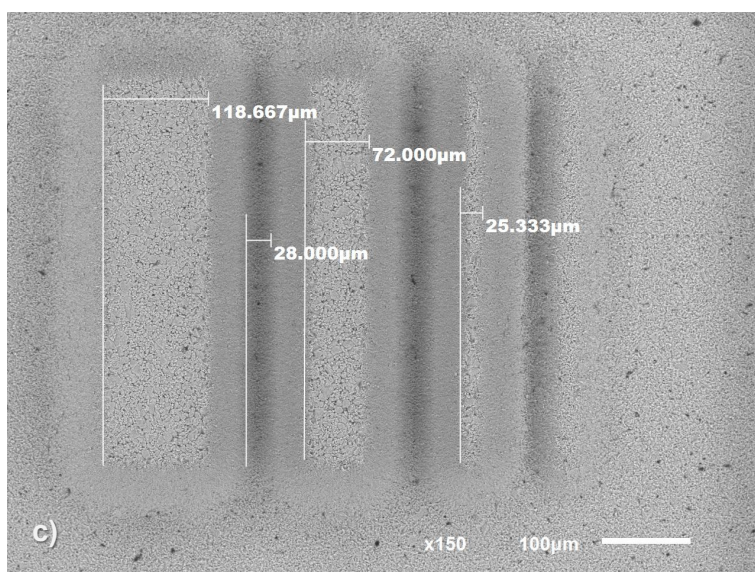
- c) 96% Reinheit
10 Überfahrten
300kHz Pulswiederhol-
rate
7,6 J/cm² Fluenz



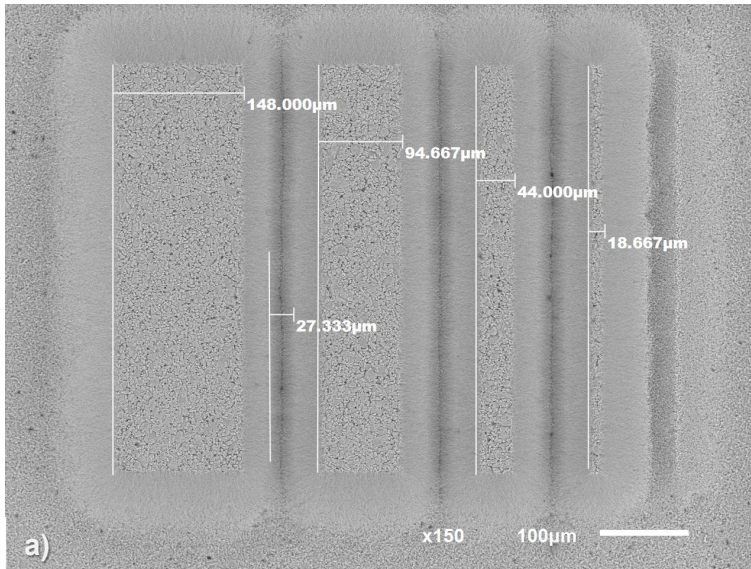
- a) 96% Reinheit
20 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
5,2 J/cm² Fluenz



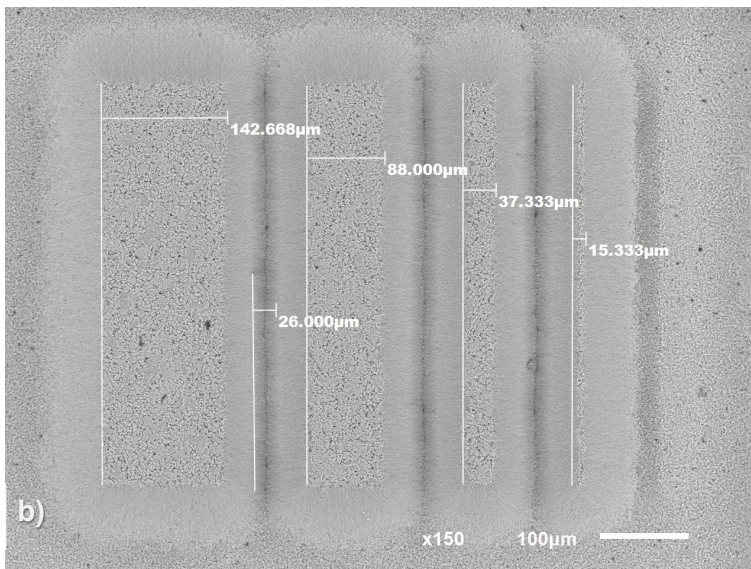
- b) 96% Reinheit
20 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
5,1 J/cm² Fluenz



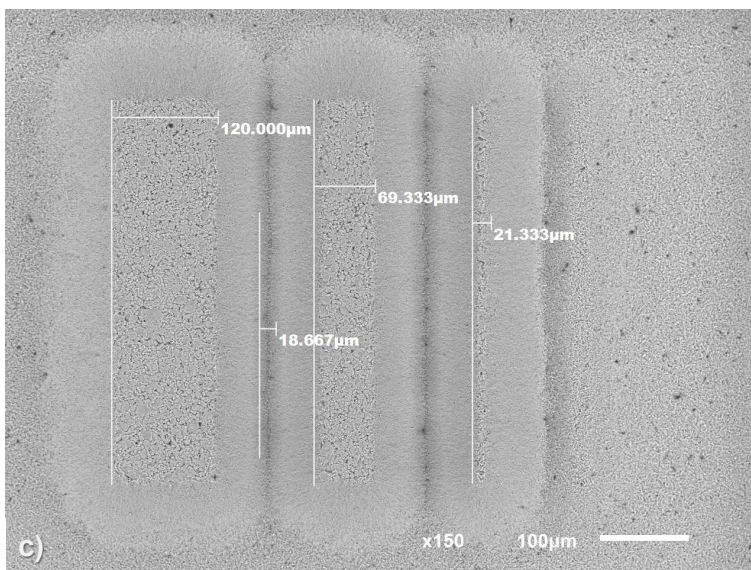
- c) 96% Reinheit
20 Überfahrten
300kHz Pulswiederhol-
rate
4,8 J/cm² Fluenz



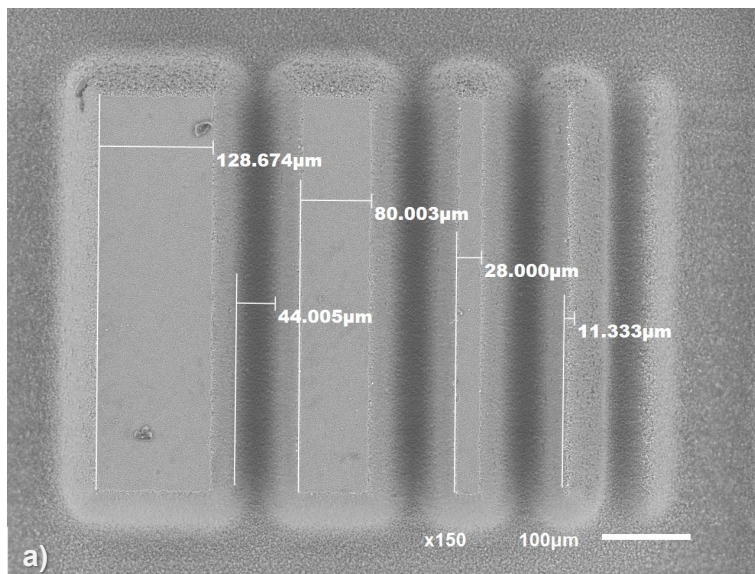
- a) 96% Reinheit
100 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
2,4 J/cm² Fluenz



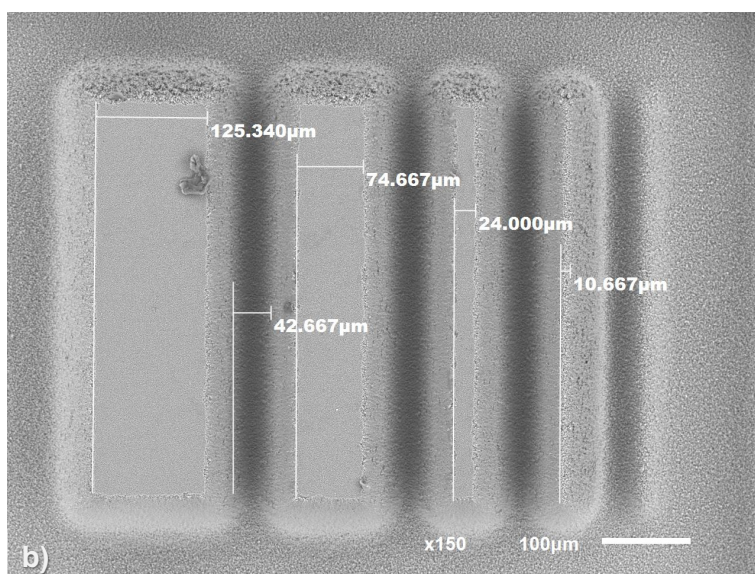
- b) 96% Reinheit
100 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
2,4 J/cm² Fluenz



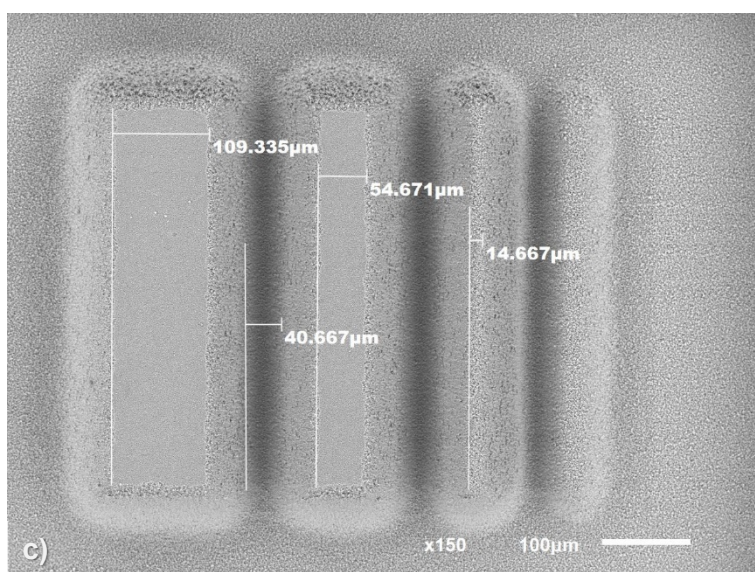
- c) 96% Reinheit
100 Überfahrten
300kHz Pulswiederhol-
rate
2,4 J/cm² Fluenz



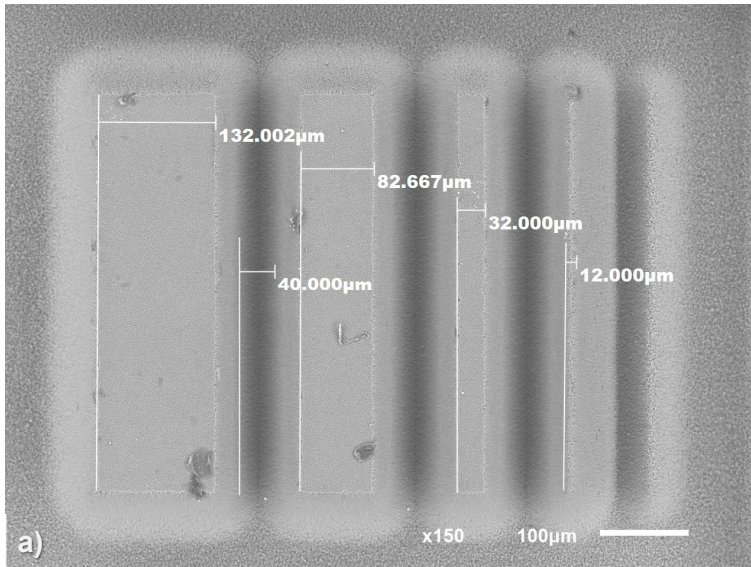
- a) 99,6% Reinheit
10 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
9,3 J/cm² Fluenz



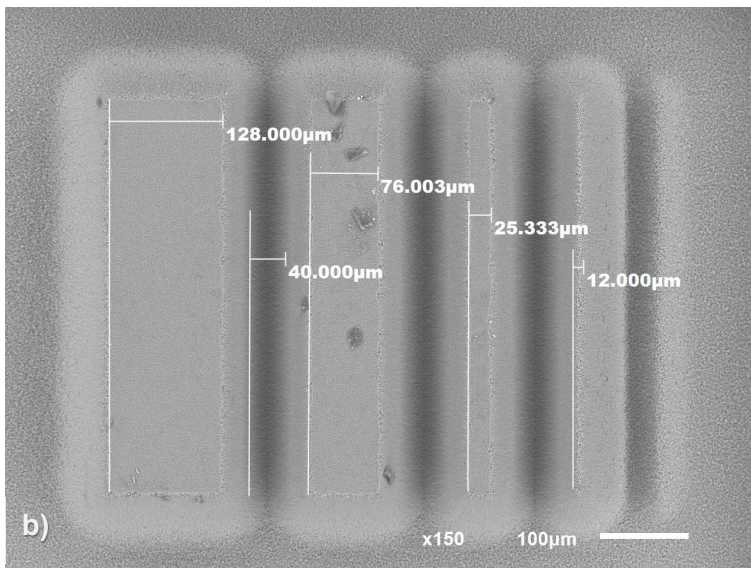
- b) 99,6% Reinheit
10 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
8,5 J/cm² Fluenz



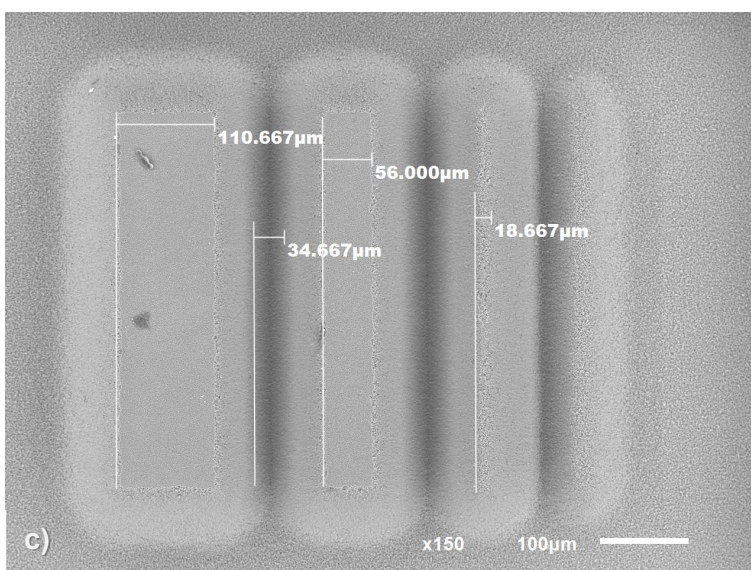
- c) 99,6% Reinheit
10 Überfahrten
300kHz Pulswiederhol-
rate
7,7 J/cm² Fluenz



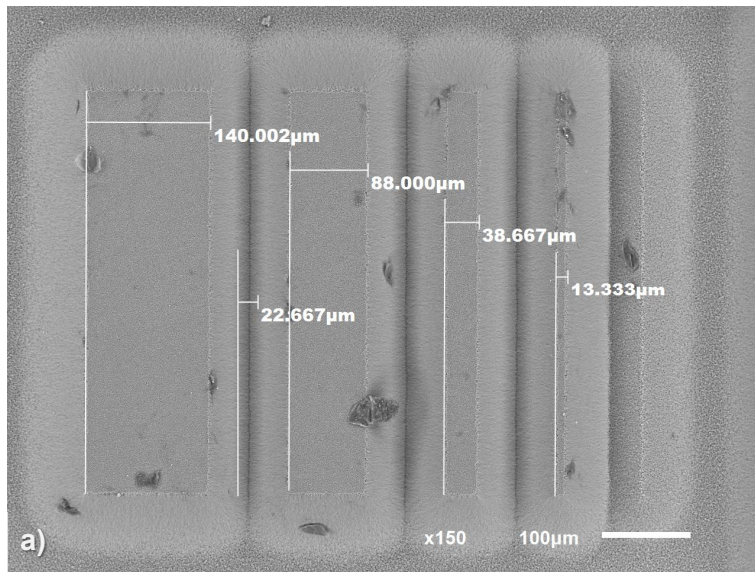
- a) 99,6% Reinheit
20 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
5,4 J/cm² Fluenz



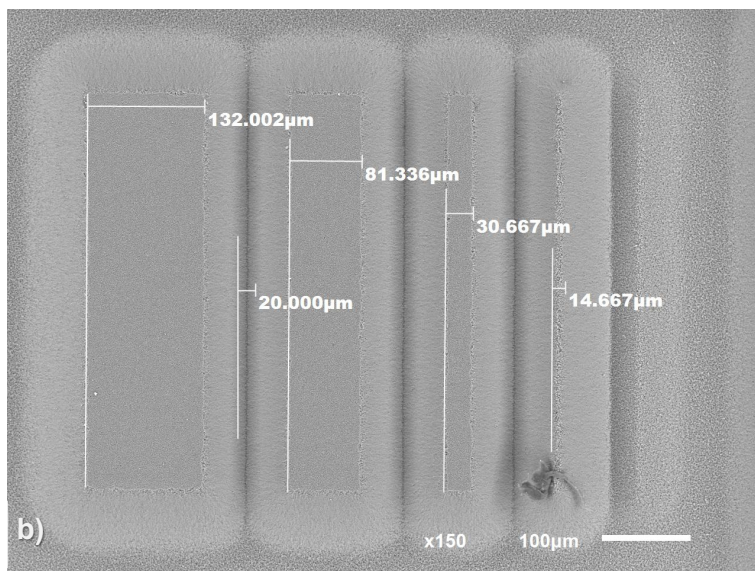
- b) 99,6% Reinheit
20 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
5,2 J/cm² Fluenz



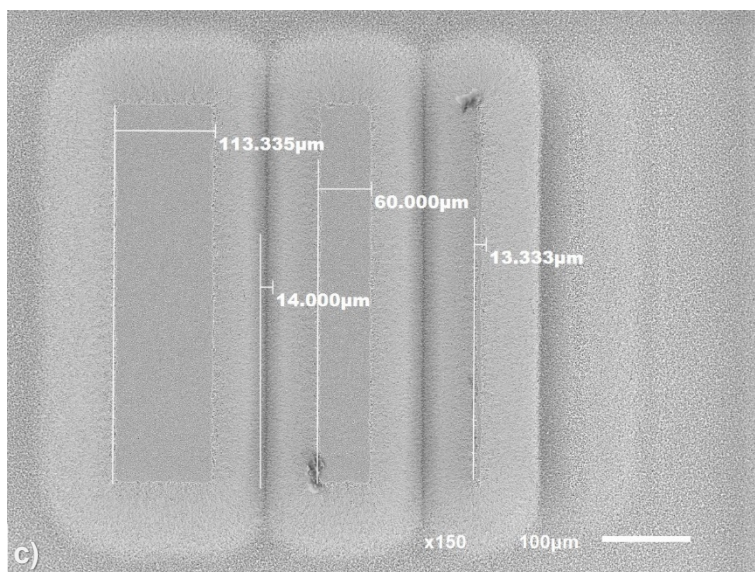
- c) 99,6% Reinheit
20 Überfahrten
300kHz Pulswiederhol-
rate
5,0 J/cm² Fluenz



- a) 99,6% Reinheit
100 Überfahrten
10kHz Pulswiederhol-
rate
2,3 J/cm² Fluenz

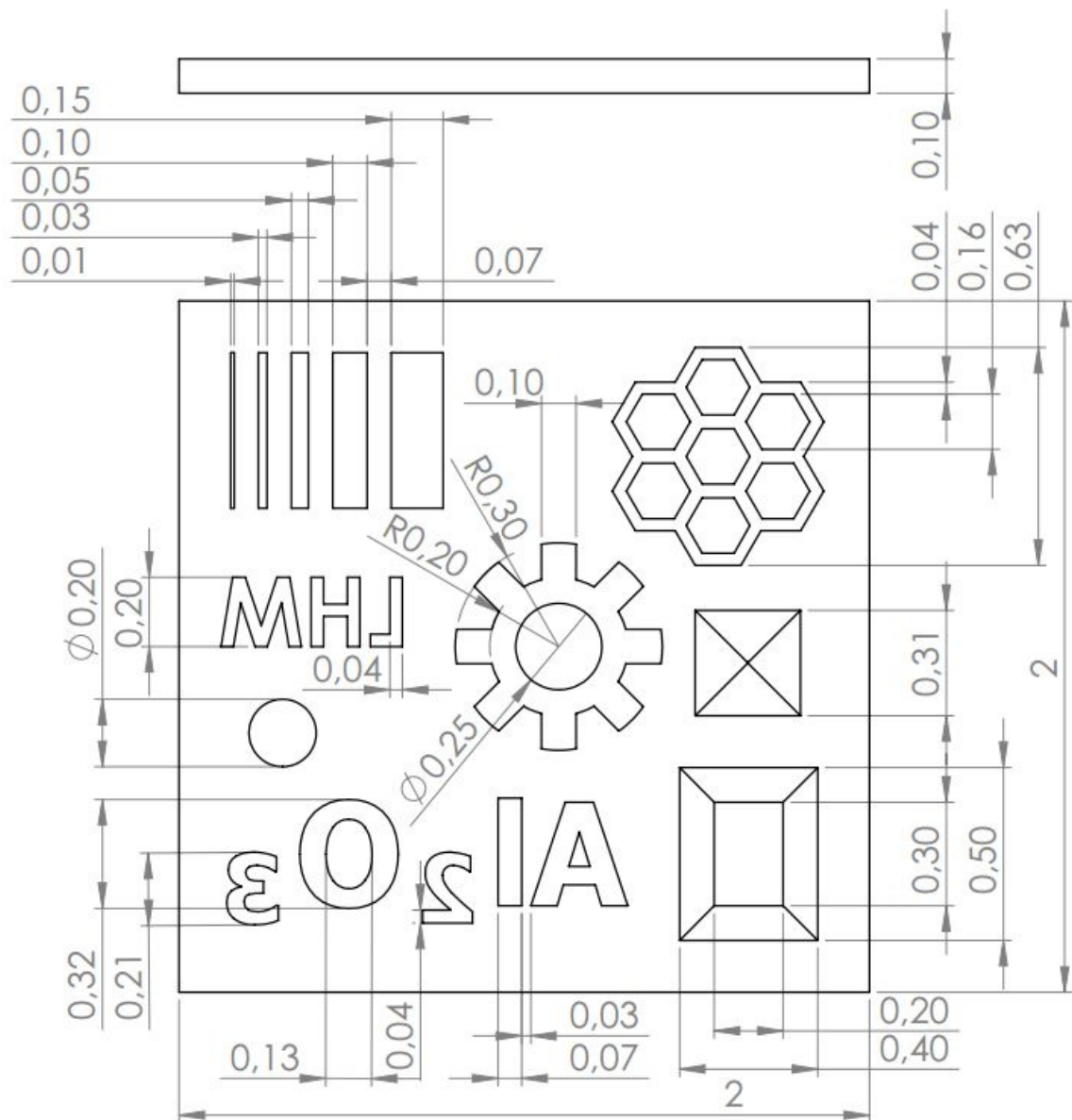


- b) 99,6% Reinheit
100 Überfahrten
100kHz Pulswiederhol-
rate
2,3 J/cm² Fluenz



- c) 99,6% Reinheit
100 Überfahrten
300kHz Repetitionsrate
2,3 J/cm² Fluenz

Anlage 7: Maßangaben Demonstrator



Maßangaben des erstellten CAD-Modells.

Anlage 8: Maßgenauigkeit Auswertung

Tabelle 6: Detaillierte Angaben der Maßgenauigkeit bei 96% Reinheit.

Anzahl Überfahr- ten	Pulswiederholrate [kHz]	Stegbreite Ist [µm]	Stegbreite Soll [µm]	Genauigkeit [%]
10	10	133,335	150	89
		84,000	100	84
		32,000	50	64
		12,000	30	40
	100	127,335	150	85
		81,333	100	81
		30,000	50	60
		8,667	30	29
	300	115,335	150	77
		68,000	100	68
		19,333	50	39
		0,000	30	0
20	10	140,000	150	93
		89,333	100	89
		38,667	50	77
		14,000	30	47
	100	134,667	150	90
		84,000	100	84
		34,667	50	69
		11,333	30	38
	300	118,667	150	79
		72,000	100	72
		25,333	50	51
		0,000	30	0
100	10	148,000	150	99
		94,667	100	95
		44,000	50	88
		18,667	30	62
	100	142,668	150	95
		88,000	100	88
		37,330	50	75
		15,330	30	51
	300	120,000	150	80
		69,333	100	69
		21,333	50	43
		0,000	30	0

Tabelle 7: Detaillierte Angaben der Maßgenauigkeit bei 99,6% Reinheit.

Anzahl Überfahr- ten	Pulswiederholrate [kHz]	Stegbreite Ist [µm]	Stegbreite Soll [µm]	Genauigkeit [%]
10	10	128,674	150	86
		80,003	100	80
		28,000	50	56
		11,333	30	38
	100	125,340	150	84
		74,667	100	75
		24,000	50	48
		10,667	30	36
	300	109,335	150	73
		54,671	100	55
		14,667	50	29
		0,000	30	0
20	10	132,002	150	88
		82,667	100	83
		32,000	50	64
		12,000	30	40
	100	128,000	150	85
		76,003	100	76
		25,333	50	51
		12,000	30	40
	300	110,667	150	74
		56,000	100	56
		18,667	50	37
		0,000	30	0
100	10	140,002	150	93
		88,000	100	88
		38,667	50	77
		13,333	30	44
	100	132,002	150	88
		81,336	100	81
		30,667	50	61
		14,667	30	49
	300	113,335	150	76
		60,000	100	60
		13,333	50	27
		0,000	30	0

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 15.09.2016

Daniel Metzner